

Ludwig-Maximilians-Universität München

DYNAMISCHE STABILISIERUNG VON
HOCHGESCHWINDIGKEITSWOLKEN IM
GALAKTISCHEN HALO

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

vorgelegt von
Christian Konz
aus Merzig

München, den 15. Januar 2003

1. Gutachter: Prof. Dr. Harald Lesch
 2. Gutachter: Prof. Dr. Matthias Bartelmann
- Tag der mündlichen Prüfung: 12. Mai 2003

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wird die dynamische und thermische Stabilität von kühlen, dichten Neutralgaswolken in einem heißen, magnetisierten Plasma, das sich relativ zu ihnen bewegt, untersucht. Diese Konfiguration ist sowohl für die Hochgeschwindigkeitswolken (HVCs) im galaktischen Halo und im Magellanschen Strom als auch für Kometen im Sonnenwind relevant. Die Wechselwirkungen des dichten Neutralgases mit dem heißen Plasmastrom werden mit Hilfe von zweidimensionalen Plasma-Neutralgas-Simulationen im Rahmen der Zwei-Fluidtheorie und der resistiven Magnetohydrodynamik untersucht. Es zeigt sich, daß sich bei Vorhandensein einer ausreichend starken Komponente des Halomagnetfeldes senkrecht zur Bewegungsrichtung einer HVC eine magnetische Barriere in Form einer Randschicht mit stark erhöhter Magnetfeldstärke an der Frontseite der Wolke und ein magnetischer Schweif an ihrer Rückseite ausbildet. Die magnetische Barriere stabilisiert die HVC dabei einerseits dynamisch, indem ihr magnetischer Druck den Staudruck des Plasmas kompensiert, und andererseits thermisch, indem sie die Plasma-bewegung senkrecht zu den Feldlinien erheblich reduziert.

In weiteren, z.T. resistiven Simulationen wird das Auftreten und der Einfluß der Kelvin-Helmholtz- und einer Tearing-artigen Instabilität auf die Stabilität von HVCs untersucht. Es stellt sich heraus, daß die genannten Instabilitäten zwar die Schweife der HVCs durch Bildung von Plasmawirbeln und durch magnetische Rekonnexion stark beeinflussen, nicht aber die eigentlichen HVCs. In den resistiven Simulationen wird dabei ein Modell einer stromdichteabhängigen, lokalisierten Resistivität verwendet.

Die zweite Gruppe von resistiven Plasma-Neutralgas-Simulationen in dieser Arbeit beschäftigt sich mit der Frage nach dem Auslöser von Abreißvorgängen in Kometenschweif, bei denen sich ein Teil oder der gesamte Ionenschweif vom Kometen abtrennt. Die Simulationen zeigen, daß Abreißvorgänge sowohl bei gleichbleibender als auch bei wechselnder Polarität des Magnetfeldes im Sonnenwind auftreten können und damit nicht zwingend an den Durchgang des Kometen durch eine interplanetarische Sektorgrenze gekoppelt sind. Die simulierten Zeitskalen decken sich dabei mit den Beobachtungen.

Im analytischen Teil der Arbeit schließlich wird der kritische Geschwindigkeitseffekt auf die HVCs im Magellanschen Strom angewandt. Bei diesem Effekt handelt es sich um einen Ionisationsmechanismus, der auf der Relativbewegung eines Neutralgases senkrecht zum Magnetfeld in einem Hintergrundplasma basiert und eine lawinenartige Neutralgasionisation in der Art einer Townsend-Entladung hervorruft. Die so ionisierten Wasserstoffatome der Magellanschen HVCs rekombinieren wieder und emittieren dabei u.a. die $H\alpha$ -Linie. Mit dem kritischen Geschwindigkeitseffekt läßt sich so die im Rahmen von Photoionisationsmodellen nicht erklärbare, hohe $H\alpha$ -Emissivität der Magellanschen HVCs interpretieren.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Temposünder im galaktischen Halo: HVCs	1
1.2	Schneebälle im Sonnenwind: Kometen	9
1.3	Aufbau der Arbeit	12
2	Hochgeschwindigkeitswolken (HVCs)	15
2.1	Einführung und Beobachtungen	15
	HI-Beobachtungen	15
	H α und optische Linienstrahlung	23
	Entfernung der HVCs von der galaktischen Scheibe	29
	Magellanscher Strom	36
2.2	Die Physik der Hochgeschwindigkeitswolken	45
	Physikalische Parameter der HVCs	45
	Ursprung der HVCs	47
	Morphologie der HVCs	52
	Dynamische Stabilität von HVCs	57
	Galaktische Magnetfelder	62
2.3	Der kritische Geschwindigkeitseffekt	68
	Schwierigkeiten des Photoionisationsmodells	68
	Die Theorie des kritischen Geschwindigkeitseffekts	70
	Anwendung des kritischen Geschwindigkeitseffekts auf den Magellanschen Strom	86
3	Numerische Simulation von HVCs	91
3.1	Das numerische Modell	91
3.1.1	Die Zwei-Flüssigkeit-Gleichungen	91
	Warum Fluidtheorie?	92
	Die Plasma-Neutralgas-Gleichungen	95
3.1.2	Das numerische Verfahren	104
	Normierung der Plasma-Neutralgas-Gleichungen	104
	Die Simulationsgleichungen	108
	Simulationscode	110
3.2	Dynamische Stabilisierung von HVCs	119

3.2.1	Bewegung senkrecht zum Magnetfeld	119
	Bildung einer magnetischen Barriere	124
	Dynamische Entwicklung der HVC	132
	Morphologie und Vergleich mit Beobachtungen	136
3.2.2	Hydrodynamischer Fall	142
3.2.3	Schräger Einfall	142
3.2.4	Paralleler Einfall	145
3.2.5	Hoher Dichtegradient	147
3.2.6	Hohe Alfvén-Machzahl	154
3.2.7	Hohe Gitterauflösung	158
3.3	Bildung eines magnetischen Schweifes	159
3.4	Die Kelvin-Helmholtz-Instabilität	164
	3.4.1 Theorie der Kelvin-Helmholtz-Instabilität	164
	3.4.2 Simulation	169
3.5	Rekonnexion im Schweif	184
	3.5.1 Theorie der magnetischen Rekonnexion	184
	Resistive Magnetohydrodynamik	184
	Anomale Resistivität	187
	Magnetische Rekonnexion	189
	3.5.2 Simulation	193
3.6	Ausblick auf dreidimensionale Simulationen und Diskussion	200
4	Numerische Simulation von Kometen	205
	4.1 Grundsätzliches	205
	4.2 Abreißen von Kometenschweif	210
	4.3 Simulationen	216
	4.3.1 Konstante Polarität des Sonnenwindes	217
	4.3.2 Umkehr der magnetischen Polarität des Sonnenwindes	223
5	Diskussion und Ausblick	229
	5.1 Zusammenfassung der Ergebnisse	229
	5.2 Zur thermischen Isolation von HVCs	232
	5.3 Ausblick	234

Kapitel 1

Einleitung

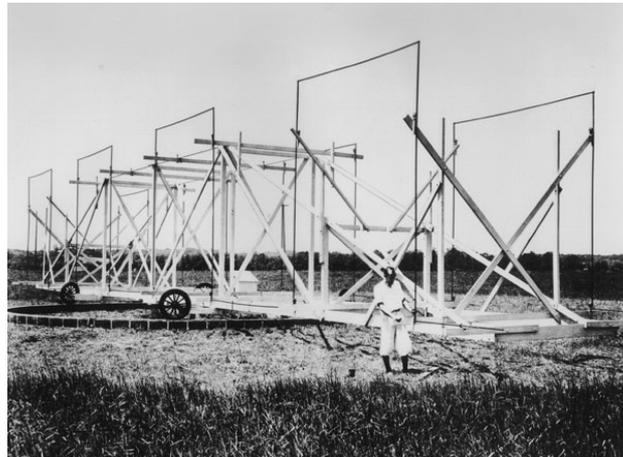
1.1 Temposünder im galaktischen Halo: HVCs

Der junge, amerikanische Hochfrequenztechniker Karl Guthe Jansky (*Abb. 1.1(a)*) war es, der im Jahre 1932 mit einer einfachen Richtantenne (*Abb. 1.1(b)*) durch die Entdeckung kosmischer Radiosignale aus dem Zentrum der Milchstraße den Beginn eines neuen Zeitalters in der Astronomie einläutete.

Als er im Auftrag der Telefongesellschaft Bell Phone Störsignale im Kurzwellenband er-



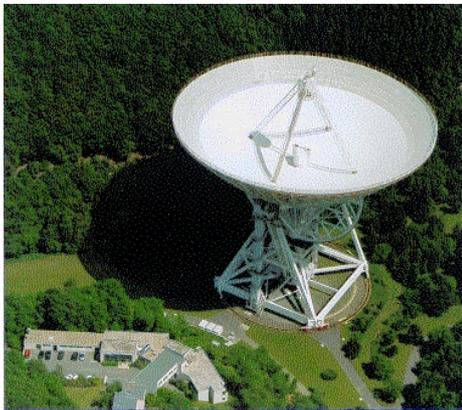
(a) Karl G. Jansky (1905–1950)



(b) Jansky und seine Richtantenne

Abb. 1.1: Die Entdeckung der Radioastronomie durch Karl G. Jansky
(Quelle: <http://www.mpifr-bonn.mpg.de/public/holger/>)

forschte, entdeckte er Rauschsignale, deren zeitliches Maximum sich von Tag zu Tag um je etwa 4 Minuten verschob. Daraus schlußfolgerte er, daß sich die Quelle dieser Radiosignale außerhalb des Sonnensystems befinden mußte. Mit dieser Erkenntnis setzte er den Startpunkt für einen der erfolgreichsten Zweige der modernen Astronomie — der Radioastronomie. Innerhalb weniger Jahrzehnte lieferte die Radioastronomie eine ganze Reihe erstaunlicher neuer Entdeckungen, darunter so bedeutende wie die der extragalaktischen Radioquellen durch Hazard et al. (1963) im Jahre 1963 und der so faszinierenden Pulsare durch die Nordirin Susan Jocelyn Bell im Jahre 1967 [Hewish et al., 1968]. Neben der optischen Astronomie etablierte sich die Radioastronomie schnell als Standardmethode zur Untersuchung astronomischer Objekte. Heute stehen den Radioastronomen mit Te-



(a) Das 100-Meter-Teleskop in Effelsberg in der Eifel



(b) Das Very Large Array (VLA) nahe Socorro, New Mexico

Abb. 1.2: Moderne Radioteleskope in Deutschland und den USA
(Quellen: <http://www.mpifr-bonn.mpg.de/public/holger/>
und <http://www.aoc.nrao.edu/vla/html/VLAhome.shtml>)

leskopen wie dem 100 Meter durchmessenden, parabolischen Radioteleskop in Effelsberg in der Eifel (Abb. 1.2(a)) und dem Y-förmig angeordneten, gekoppelten Teleskopen im Very Large Array (VLA) bei Socorro, New Mexico die weltweit größten Teleskope zur Verfügung. Mit ihrer Hilfe füllte sich der noch zu Beginn des vorigen Jahrhunderts als leer angenommene Raum zwischen den Sternen und Galaxien.

Schon gegen Ende des zweiten Weltkrieges, 1945, hatte der Niederländer Henk van de Hulst die Existenz einer Linie des neutralen Wasserstoffs, die bei einer Wellenlänge von $\lambda = 21$ cm im Radiobereich auftritt, vorausgesagt [van de Hulst, 1945]. Die 21 cm-Linie des neutralen Wasserstoffs entsteht beim Spinflip des Elektrons, wenn dieses vom, z.B. durch Stöße angeregten, Zustand parallelen Kern- und Elektronspins in den Zustand

antiparalleler Spins übergeht. Es handelt sich somit um einen Übergang der Hyperfeinstruktur des neutralen atomaren Wasserstoffs. Sechs Jahre später wiesen die Amerikaner Harold Irving Ewen und Edward Mills Purcell die von van de Hulst vorhergesagte Linie mithilfe einer Hornantenne in der Radiostrahlung der Milchstraße nach [Ewen und Purcell, 1951] und legten damit den Grundstein zur Untersuchung des Weltalls anhand von HI-Beobachtungen, d.h. Beobachtungen der 21 cm-Linie des neutralen atomaren Wasserstoffs, der, wie wir heute wissen, überall im Weltall in unterschiedlichsten Zusammenhängen auftritt. Die Abbildung 1.3 zeigt eine Falschfarben-HI-Aufnahme unserer Galaxie. Die Aufnahme unterscheidet sich sehr deutlich von den bekannten optischen Aufnahmen der Milchstraße. Man erkennt zwar deutlich die Scheibe der Milchstraße, jedoch fehlen die charakteristischen punktförmigen Sterne optischer Aufnahmen. Stattdessen erstreckt sich der neutrale atomare Wasserstoff in langgezogenen Cirren und Filamenten weit über die Ebene der Milchstraße hinaus und bildet dabei eine Art radiohelle „Atmosphäre“, den Radiohalo der Milchstraße.

Heute wissen wir aus HI-Messungen von Seitenansichten von Galaxien (engl. *edge-on*

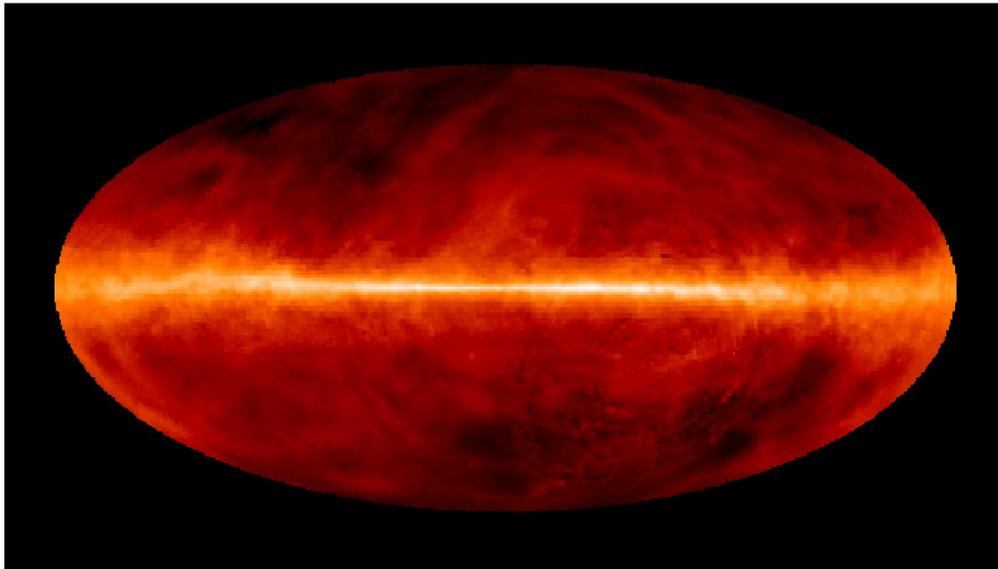


Abb. 1.3: Eine HI-Aufnahme der Milchstraße in Falschfarben (Quelle: <http://antwrp.gsfc.nasa.gov/apod/>)

galaxies), daß viele Spiralgalaxien stark ausgedehnte HI-Scheiben oder -Halos mit vertikalen Skalenhöhen von einigen Kiloparsec ($1 \text{ kpc} \approx 3 \cdot 10^{21} \text{ cm}$) besitzen (z.B. Hummel et al., 1988; Hummel und van der Hulst, 1989). Prominente Beispiele sind die Spiralgalaxien NGC 891 [Swaters et al., 1997] und NGC 2403 [Schaap et al., 2000] mit Skalenhöhen von etwa 5 kpc. Die Abbildung 1.4 zeigt die HI- und $\text{H}\alpha$ -Emission ($\text{H}\alpha$ bezeichnet die

Balmer- α -Linie des atomaren Wasserstoffs ($\lambda = 6562.8 \text{ \AA}$), vgl. [Lang, 1980](#); *Kapitel 2.12*) der Spiralgalaxie NGC 891. Man erkennt deutlich die filament- und wolkenartige Struktur der äußeren HI-Schichten, was auf vertikale Bewegungen des neutralen Wasserstoffs hindeutet. Ähnliche HI-Ströme zwischen Scheibe und Halo wurden in mehreren Galaxien in Draufsicht (engl. *face-on galaxies*) anhand der Dopplerverschiebung der HI-Linie durch die Geschwindigkeit des HI-Gases nachgewiesen (z.B. [Dickey et al., 1990](#); [Kamphuis, 1993](#); [Schulman und Bregman, 1994](#)). Bei vielen Spiralgalaxien erstreckt sich also

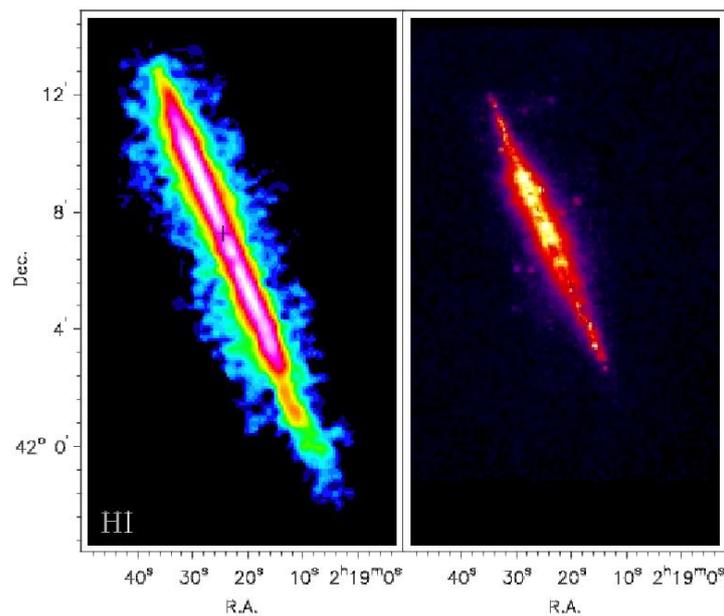


Abb. 1.4: HI- und $H\alpha$ -Verteilungen der „edge-on“-Galaxie NGC 891 [[van der Hulst, 1999](#)]

das HI-Gas, sprich der neutrale atomare Wasserstoff, weit über die eigentliche Scheibe hinaus. Dabei bezeichnet man denjenigen Teil der Galaxie, der weder zur galaktischen Scheibe noch zur zentralen sphärischen Verdickung (engl. *bulge*) gehört, als galaktischen *Halo* [[Hensler et al., 1997](#)]. Neben dem kalten neutralen Wasserstoff HI enthalten Halos von Spiralgalaxien jedoch noch weitere Komponenten. So besteht der Halo der Milchstraße neben dem kalten und warmen, neutralen interstellaren Medium (ISM), dem HI, mit Temperaturen im Bereich von etwa 100 K bis einigen Tausend Kelvin und vertikalen Skalenhöhen von $h_z = 150 \text{ pc}$ für das CNM (*c*old *n*eutral *m*edium) und $h_z = 400 \text{ pc}$ für das WNM (*w*arm *n*eutral *m*edium), der sogenannten *Lockman-Schicht* [[Dickey und Lockman, 1990](#)], auch aus einer Schicht aus diffusem, ionisiertem Gas mit kinetischen Temperaturen im Bereich von $T_k = 10^5 \text{ K}$, dem WIM (*w*arm *i*nterstellar *m*edium) und

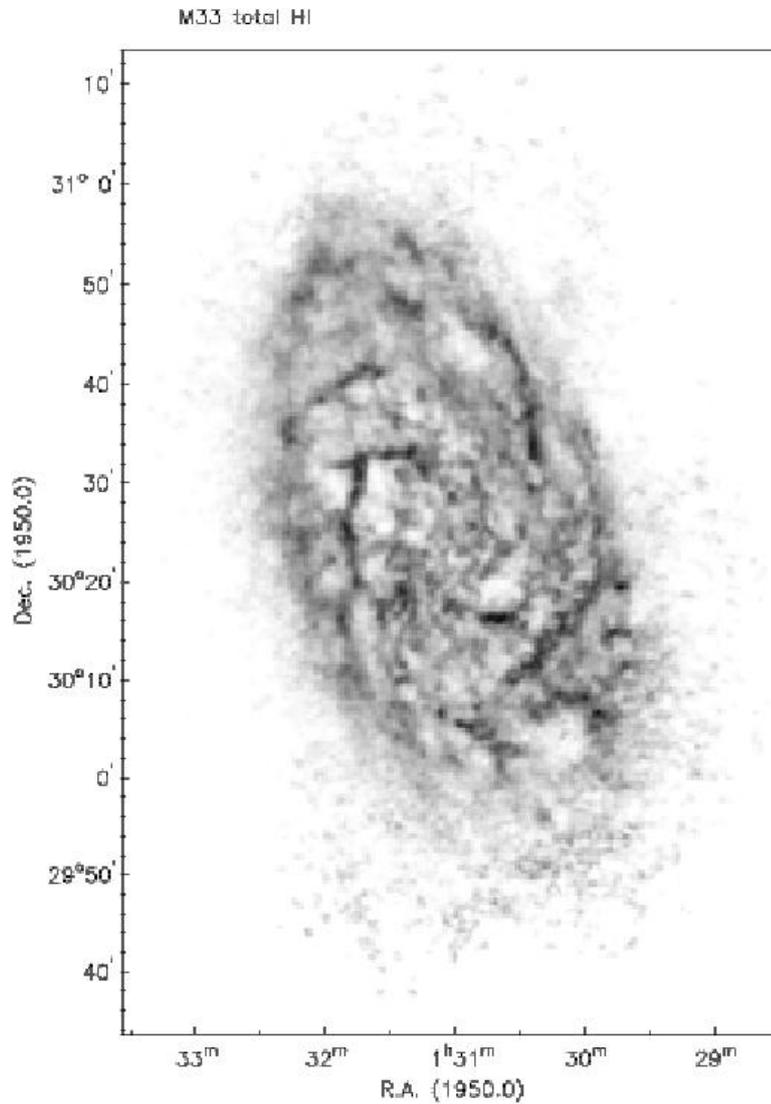


Abb. 1.5: HI-Verteilung der Galaxie M 33 [van der Hulst, 1999]

dem DIG (*diffuse ionized gas*), die als *Reynolds*-Schicht bezeichnet wird [Reynolds, 1997]. Noch weiter in den extragalaktischen Raum hinaus dehnt sich die etwa 1 Million Kelvin heiße galaktische Korona, die bereits 1956 von Spitzer vorhergesagt wurde und eine Skalenhöhe von etwa $h_z = 4.4$ kpc aufweist [Kalberla und Kerp, 1999]. Vom heißen Plasma der galaktischen Korona stammt unter anderem ein Teil der weichen Röntgenstrahlung in den 1/4 keV- und 3/4 keV-Energiebändern, die ursprünglich nur auf die lokale Kavität (*LHB = local hot bubble*), eine Supernova-Superblase (engl. *superbubble*), in der sich das Sonnensystem befindet, zurückgeführt wurde [Snowden et al.,

1990]. Zusätzlich wird derzeit für die Milchstraße, wie für viele andere Scheibengalaxien, die Existenz eines ausgedehnten Halos aus kalter dunkler Materie ($CDM = \underline{c}old \underline{d}ark \underline{m}atter$) postuliert, um das flache Abklingen der galaktischen Rotationskurve nach außen hin zu erklären (vgl. z.B. [Dubinski, 1991](#); [Dubinski und Carlberg, 1991](#); [Navarro et al., 1996](#)). [Westphalen et al. \(1997\)](#) und [Kalberla et al. \(1998\)](#) fanden außerdem in den Daten der Leiden/Dwingeloo HI-Himmelsdurchmusterung [[Hartmann, 1994](#); [Hartmann und Burton, 1997](#)] HI-Gas mit einer Geschwindigkeitsdispersion von $\sigma \approx 60 \text{ km s}^{-1}$ und schlossen daraus auf eine turbulente HI-Schicht mit Skalenhöhe $h_z = 4.4 \text{ kpc}$.

Daß das HI-Gas nicht diffus und homogen in den Halos von Spiralgalaxien verteilt ist, zeigen die Abbildungen 1.3, 1.4 und 1.5. In allen drei Spiralgalaxien Milchstraße, NGC 891 und M 33 konzentriert sich der neutrale atomare Wasserstoff vor einem diffusen HI-Hintergrund in einer Vielzahl von Filamenten und Wolken. Diese sind keineswegs statische Gebilde, welche sich relativ zur galaktischen Scheibe in Ruhe befänden, sondern im Gegenteil in ständiger Bewegung.

Im Jahre 1963 machten Muller et al. nach Jahren systematischer Suche eine Entdeckung, die auch heute noch Astronomen wie Astrophysiker gleichermaßen beschäftigt. Sie entdeckten Wolken neutralen atomaren Wasserstoffes mit für galaktische Verhältnisse sehr hohen Geschwindigkeiten [[Muller et al., 1963](#)]. Die 21 cm-Linie des neutralen atomaren Wasserstoffes eignet sich dabei besonders, um die Geschwindigkeit des HI-Gases sehr exakt durch Dopplerverschiebung zu bestimmen. Der Einstein-Koeffizient

$$A_{mn} \approx \frac{\pi^2 e^2 h}{c^5 m_e} \nu_{mn}^3 \approx 10^{-42} \nu_{mn}^3 \text{ s}^{-1} \quad (1.1)$$

für den spontanen Übergang vom Zustand m paralleler Spins zum Zustand n antiparalleler Spins von Proton und Elektron im Wasserstoffatom ist mit einem Wert von $A_{mn} \approx 2.85 \cdot 10^{-15} \text{ s}^{-1}$, den man nach Einsetzen der Frequenz $\nu_{mn} = 1420.41 \text{ Mhz}$ der 21 cm-Linie erhält, äußerst klein [[Lang, 1980](#); [Kapitel 2.14](#)]. Hierbei bezeichnen $e = 4.8 \cdot 10^{-10} \text{ esu}$ die Elementarladung des Elektrons, $m_e = 9.11 \cdot 10^{-28} \text{ g}$ die Ruhemasse des Elektrons, $h = 6.626 \cdot 10^{-27} \text{ erg s}$ das Planck'sche Wirkungsquantum und $c = 2.998 \cdot 10^{10} \text{ cm s}^{-1}$ die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum. In der vorliegenden Arbeit wird, z.T. aus Konventionsgründen, durchgängig das cgs-System der Einheiten verwendet. Alle nicht normierten Gleichungen sind in diesem System formuliert. Wo immer es die Anschauung verbessert, wurden die Werte physikalischer Größen wie beispielsweise des elektrischen Feldes in SI-Einheiten umgerechnet und in Klammern angemerkt. Aus dem Einstein-Koeffizient A_{mn} für die spontane Emission ergibt sich eine sehr große Lebensdauer von $\tau_{mn} = A_{mn}^{-1} \approx 1.1 \cdot 10^7 \text{ yr}$, was einerseits dafür verantwortlich ist, daß sich HI bei den vorherrschenden geringen Dichten im intergalaktischen Raum noch nachweisen läßt und andererseits zu einer sehr kleinen natürlichen Linienbreite führt. Wegen der geringen Temperaturen der von [Muller et al. \(1963\)](#) entdeckten HI-Wolken von einigen Hundert [[Wakker und Schwarz, 1991](#)] bis einigen Tausend [[Bluhm et al., 2001](#); [Lockman et al., 2002](#); [Brüns et al., 2001](#)] Kelvin ist auch die thermische Breite der HI-Linie sehr gering, so daß die Linie in den aufgenommenen Spektren stets sehr schmal und ausgeprägt ist. Daher lassen sich auch feine Unterschiede in der Relativgeschwindigkeit von

Wolke und Beobachter durch die Dopplerverschiebung der beobachteten Frequenz

$$\nu_{\text{obs}} = \frac{\nu_{\text{em}}}{(1 - \beta^2)^{1/2}} (1 - \beta \cos \theta) \quad (1.2)$$

gegenüber der emittierten Frequenz $\nu_{\text{em}} = 1420.41$ Mhz messen. Hierbei ist $\beta = v/c$ und θ der Winkel zwischen dem Geschwindigkeitsvektor und dem Wellenvektor der Strahlungsquelle. Die von [Muller et al. \(1963\)](#) entdeckten HI-Wolken weisen bzgl. des lokalen

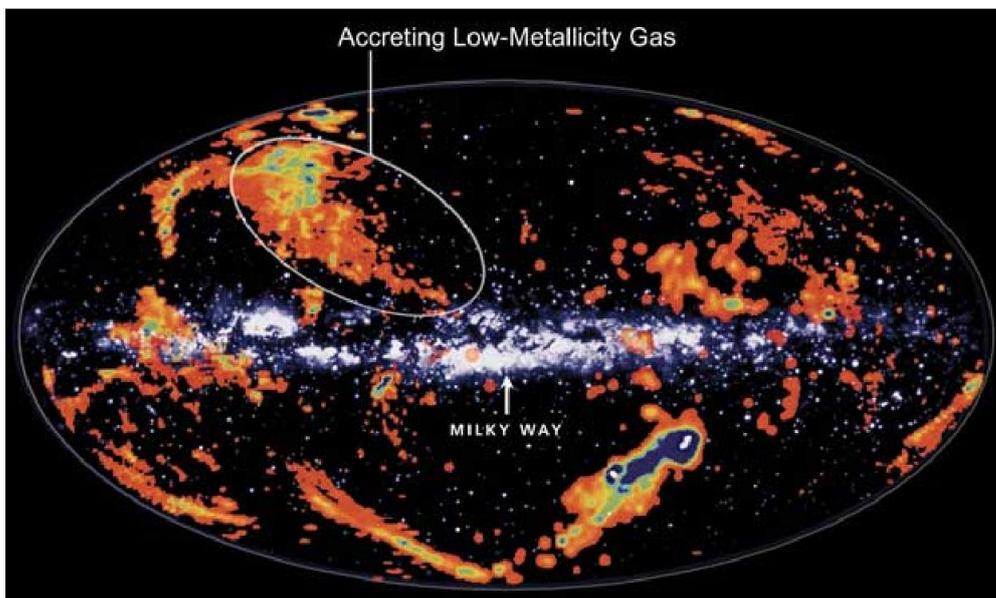


Abb. 1.6: HI-Aufnahme (low metallicity gas, rötlich) vor dem Hintergrund der galaktischen Scheibe der Milchstraße (Quelle: <http://antwrp.gsfc.nasa.gov/apod/>)

Bezugsystems LSR (= local standard of rest frame), welches im wesentlichen durch den Schwerpunkt unseres Sonnensystems gegeben ist, Geschwindigkeiten auf, deren Betrag $|v_{\text{LSR}}| \geq 100 \text{ km s}^{-1}$ ist und bis zu 450 km s^{-1} erreichen kann. HI-Wolken, deren LSR-Geschwindigkeit diese Bedingung erfüllt und außerdem mit einem einfachen Modell differentieller, galaktischen Rotation nicht kompatibel ist, bezeichnet man als **Hochgeschwindigkeitswolken (HVCS)** (engl. high velocity clouds) [[Wakker und van Woerden, 1997](#)].

Die Abbildung 1.6 zeigt die globale Verteilung der Hochgeschwindigkeitswolken in unserer Galaxie nach dem heutigen Beobachtungsstand. Die HI-Wolken sind als Gas geringer Metallizität Z — in der Astrophysik werden alle Elemente jenseits von Helium als Metalle angesehen — rötlich vor dem bläulichen Hintergrund der galaktischen Scheibe

dargestellt. Bei der Darstellung handelt es sich um eine Projektion. Bis heute ist bei der Mehrzahl der HVCs unklar, in welcher geometrischen und physikalischen Beziehung die Wolken zur Milchstraße und ihrem Halo stehen, ob sie sich im Abstand weniger Kiloparsec durch den Halo unserer Galaxie bewegen oder als extragalaktische Objekte ihre Bahnen innerhalb der Lokalen Gruppe ziehen (vgl. *Abschnitt 2.1*). Ebenso unbekannt wie die Entfernung der meisten HVCs von der galaktischen Scheibe ist ihr Ursprung. Die Modelle reichen von galaktischen Fontänen über Wechselwirkung mit Begleitergalaxien der Milchstraße wie den Magellanschen Wolken bis hin zu primordialen Modellen für die Bildung der Lokalen Gruppe (vgl. *Abschnitt 2.1* und *2.2*). Nach allen bisherigen Erkenntnissen enthalten HVCs keine Sterne (z.B. [Putman, 2000](#); [Hopp et al., 2002](#)). Daher sind Distanzbestimmungen so schwierig und nur in seltenen Glücksfällen möglich. Falls sich ein Teil der HVCs, wie es heute als wahrscheinlich erscheint, im galaktischen Halo der Milchstraße befindet, so bieten diese eine hervorragende Möglichkeit, die bisher noch weitgehend ungeklärte Struktur des Halos, Temperaturen, Dichten und Geschwindigkeiten der einzelnen Komponenten im Detail zu untersuchen. Bis heute ist unklar, ob der galaktische Halo als hydrostatische Atmosphäre [[Kalberla und Kerp, 1998](#)] mit der galaktischen Scheibe korotiert [[Kalberla et al., 1998](#); [Savage et al., 1997](#)] oder seine Rotation mit zunehmendem Abstand von der Scheibe langsam abklingt, wie es [Schaap et al. \(2000\)](#) für die Spiralgalaxie NGC 2403 finden. Auch hier könnten die HVCs zur Klärung beitragen. Deren Geschwindigkeit weicht z.T. deutlich von den Rotationsmodellen der Milchstraße und ihres Halos ab, so daß die galaktischen HVCs mit Geschwindigkeiten von über 100 km s^{-1} durch das Millionen Kelvin heiße Plasma der galaktischen Korona rasen und damit die wahren „Temposünder“ dieser Galaxie darstellen.

Das Szenario einer solchen kühlen und dichten neutralen Hochgeschwindigkeitswolke, die sich mit hoher Geschwindigkeit durch das sie umgebende heiße und mit Magnetfeldern durchdrungene Haloplasma bewegt, steht im Zentrum der in dieser Arbeit untersuchten Problemstellungen. Eine ganze Legion bis heute unbeantworteter Fragen eröffnet sich schon allein im Zusammenhang mit galaktischen HVCs:

Wie überleben die kühlen Neutralgaswolken im sie umgebenden heißen Plasma und wieso verdampfen sie nicht einfach?

Wie entstehen sie und wie erreichen sie die beobachteten Geschwindigkeiten?

Welche Mechanismen beeinflussen die Form einer HVC und ihre Lebensdauer?

Wie weit sind Instabilitäten wie die Kelvin-Helmholtz- oder Rayleigh-Taylor-Instabilität relevant für die Dynamik der Wolken?

Lassen sich die gemessenen Röntgen- und $\text{H}\alpha$ -Signaturen von HVCs mit Hilfe ihrer Dynamik erklären?

Werden HVCs abgebremst oder beschleunigt, wenn sie sich der galaktischen Scheibe nähern und wieso zerreißen oder zerfließen die Wolken nicht während ihrer Bewegung durch das Haloplasma?

Welche Rolle spielt die Wärmeleitung zwischen Plasma und Neutralgas im Zusammenhang mit HVCs?

Das gesetzte Ziel dieser Arbeit ist es, auf einen Teil dieser Fragen mögliche Antworten zu geben und zu den hier nicht lösbaren Fragen Beiträge zu liefern, die eine Unterscheidung zwischen möglichen Lösungen erleichtern. Im Zentrum stehen dabei die Fragen

nach der Stabilität und Lebensdauer der HVCs, sowie ihrer beobachteten Morphologie und Strahlungssignatur.

1.2 Schneebälle im Sonnenwind: Kometen

Kometen beschäftigen die Menschheit, seit sie begonnen hat, in den nächtlichen Himmel zu schauen. Diese wiederkehrenden Leuchterscheinungen mit ihren charakteristischen Schweifstrukturen inspirierten schon zu biblischen Zeiten die Phantasie der Menschen. Seit der Erfindung des Fernrohres 1608 durch den holländischen Brillenmacher J. Lipperhey setzte jedoch auch die wissenschaftliche Erforschung der Kometen ein. Der Begriff „Komet“ ist vom griechischen „Aster Cometes“ abgeleitet, was soviel wie „langhaariger Stern“ bedeutet. In der Tat ist es der Kometenschweif, der diese im wesentlichen aus Eis und Staub des primordialen Sonnensystems bestehenden Brocken aus der großen Menge, der im Sonnensystem vorhandenen Asteroiden hervorhebt. Die Abbildung 1.7 zeigt die Nahaufnahme des sonst durch seine Koma nicht sichtbaren Kerns der Halley'schen Kometen, aufgenommen beim Vorbeiflug der Giotto-Sonde im Jahre 1986. Man erkennt die dunkle Oberfläche des etwa 15 km durchmessenden Kometenkerns in ungefährender Form einer Kartoffel vor dem hellen Hintergrund der Kometenkoma, die aus Eis- und Staubteilchen besteht, die durch die Sonneneinstrahlung von der Oberfläche des Kometen verdampfen. Das so verdampfte Material bildet neben der hell leuchtenden Koma auch den charakteristischen Schweif des Kometen, der bei genauem Hinsehen aus zwei Einzelteilen besteht, die je nach Ort des Kometen auf seiner elliptischen Bahn

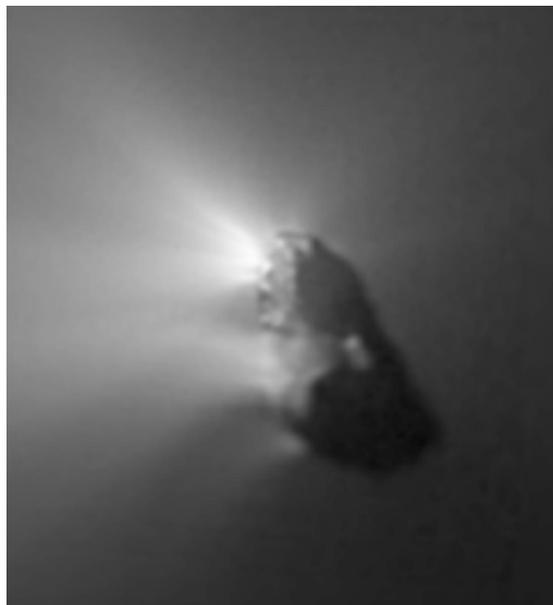


Abb. 1.7: Aufnahme des Kerns des Halley'schen Kometen von Bord der Giotto-Sonde aus (Quelle: <http://antwrrp.gsfc.nasa.gov/apod/>)



Abb. 1.8: Aufnahme des Kometen Hale-Bopp und seiner beiden charakteristischen Schweife am 8. März 1997 vor dem Nordamerika-Emissionsnebel (rot) (Quelle: <http://antwrp.gsfc.nasa.gov/apod/>)

um die Sonne entweder zusammenfallen oder einen Winkel zueinander einschließen. Die Abbildung 1.8 zeigt eine schöne Aufnahme des Kometen Hale-Bopp und seiner beiden Schweife im Winter des Jahres 1997. Der perlweiße kurze Schweif des Kometen besteht, wie man heute weiß, aus Staubteilchen von weniger als $1\ \mu\text{m}$ Durchmesser, die von der der Sonne zugewandten Seite des Kometen durch die Sonneneinstrahlung verdampfen. Der übrige Teil des verdampften Kometenmaterials wird im Sonnenwind, z.B. durch Stöße und Ladungsaustausch, ionisiert und bildet den deutlich längeren Ionenschweif. Dessen bläuliche, manchmal gelbliche Farbe rührt von CO^+ - und Na^+ -Ionen her. Der Ionenschweif entsteht somit durch Wechselwirkung des Kometen mit dem Plasma des Sonnenwindes [Biermann, 1951]. Dabei spielen die im Sonnenwind mitgeführten Magnetfelder eine entscheidende Rolle bei der Kollimation dieses ausgedehnten Schweifes [Alfvén, 1957]. Nach dem heutigen Stand der Kometenforschung handelt es sich bei dem Ionenschweif um einen magnetisierten Plasmaschweif, der in der teilweise ionisierten Koma des Kometen verankert ist. Obwohl etwa 15 Größenordnung kleiner in ihrer Ausdehnung, sind Kometen somit gewissermaßen mit den Hochgeschwindigkeitswolken im galaktischen Halo verwandt. Auch sie bestehen im wesentlichen aus Neutralgas, welches mit einem magnetisierten, wärmeren Plasma, das sich in relativer Bewegung zum Neutralgas befindet, wechselwirkt. Daher beschäftigt sich ein Teil der vorliegenden Arbeit mit einem Phänomen, welches schon im Jahre 1899 durch den amerikanischen Astronom Edward Emerson Barnard entdeckt wurde. Barnard (1899) beobachtete dynamische Vorgänge in



Abb. 1.9: Detaillierte Aufnahme des Ionenschweifes von Komet Ikeya-Zhang aus dem Jahre 2002 (Quelle: <http://antwrp.gsfc.nasa.gov/apod/>)

Kometenschweifen, bei denen sich der Ionenschweif oder Teile desselben gelegentlich von der Koma des Kometen lösten und langsam schwächer wurden, während sie hinter dem Kometen auf seiner Bahn zurückfielen. Dieser Vorgang wurde von [Niedner und Brandt \(1978\)](#) als „Abtrennen des Schweifes“ (engl. *disconnection event* = DE) klassifiziert. In [Abbildung 1.9](#) ist ein solcher Vorgang am Beispiel des Kometen Ikeya-Zhang dargestellt. Man erkennt, wie Teile des Ionenschweifes aufgewirbelt und von der Kometenkoma abgetrennt werden. In dieser Abbildung fallen Staub- und Ionenschweif in ihrer Richtung zusammen. Für diese Abtrennvorgänge wurden in den letzten Jahrzehnten eine ganze Reihe physikalischer Erklärungen vorgeschlagen (vgl. [Kapitel 4.2](#)). Ein sehr vielversprechender Mechanismus erklärt das Abreißen des Schweifes als Folge magnetischer Rekonnexion (siehe [Kapitel 3.5.1](#)) der Feldlinien an der Frontseite der Kometenkoma, ausgelöst durch den Durchgang des Kometen durch eine interplanetarische Sektorgrenze [[Niedner und Brandt, 1978](#)], an welcher sich die Magnetfeldpolarität des Sonnenwindes umkehrt. In [Kapitel 4](#) dieser Arbeit wird das Abtrennen des Magnetschweifes von Kometen, ausgelöst durch magnetische Rekonnexion, mit und ohne Umkehr der Magnetfeldpolarität im Sonnenwind untersucht. Dabei zeigt sich, daß eine Umkehr der Polarität zwar einer Abtrennung förderlich, jedoch für eine solche nicht notwendig ist. Die Ergebnisse stehen in engem Zusammenhang mit den Rekonnexionssimulationen zu den Magnetschweifen von Hochgeschwindigkeitswolken (siehe [Kapitel 3.5](#)).

1.3 Aufbau der Arbeit

Der Kern dieser Arbeit beschäftigt sich mit dem Problem der dynamischen und thermischen Stabilisierung von Hochgeschwindigkeitswolken (HVCs) in galaktischen Halos und dem intergalaktischen Medium. Dabei stellt sich die Frage, wie eine kalte, kompakte Neutralgaswolke mit superalfvénischer Geschwindigkeit relativ zum Haloplasma mit diesem heißen Plasma wechselwirkt, und welche dynamischen Prozesse dabei von Bedeutung sind. Zur Untersuchung dieser Frage wurden eine Reihe zweidimensionaler Simulationen von Plasma-Neutralgassystemen im Rahmen der Mehrkomponentenfluidtheorie in Kombination mit der Magnetohydrodynamik durchgeführt. Eine kritische Analyse der Anwendbarkeit von Fluidtheorien auf die untersuchten astrophysikalischen Systeme findet sich in *Abschnitt 3.1.1*. Die Zweidimensionalität der im Rahmen dieser Arbeit vorgestellten Simulationen bezieht sich auf die Invarianz der untersuchten Konfigurationen bzgl. einer Koordinate und stellt damit eine gewisse Diskrepanz zum realen, physikalischen System dar. Dennoch lassen sich die wesentlichen Ergebnisse der zweidimensionalen Simulationen auch auf den dreidimensionalen Fall erweitern. Eine Diskussion der zu erwartenden Unterschiede findet sich in *Abschnitt 3.6*.

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten und dargestellten Simulationen überdecken einen sehr großen Parameterbereich, was die verwendeten Dichten, Temperaturen und Geschwindigkeiten der HVCs betrifft. In Anbetracht der sehr weit gestreuten bisherigen Beobachtungsdaten für HVCs erscheint ein großes Parameterintervall nicht nur sinnvoll, sondern gar nötig. Damit wird sichergestellt, daß essentielle der hier vorgestellten Ergebnisse nicht von der Wahl einer speziellen Konfiguration der Parameter abhängen. Dies bezieht sich vor allem auf die Ausbildung einer magnetischen Barriere und eines magnetischen Schweifes während der Bewegung der HVC durch das magnetisierte Plasma und damit auf den Grundbaustein der dynamischen und thermischen Stabilisierung der Neutralgaswolke. Die Prozesse, die bei der dynamischen Stabilisierung von HVCs eine Rolle spielen, und die Simulationen, die diese Prozesse illustrieren, sind das Thema des **dritten Kapitels** dieser Arbeit. In jenem Kapitel werden zunächst die verwendeten magnetohydrodynamischen Plasma-Neutralgas-Fluidgleichungen vorgestellt und motiviert, diese sodann durch Normierung auf eine dimensionslose Form gebracht und anschließend der verwendete Simulationscode vorgestellt. Die dynamische Stabilisierung von HVCs durch Ausbildung einer magnetisierten Randschicht, der „magnetischen Barriere“, wird nun anhand von Simulationen mit unterschiedlicher Orientierung des anfänglichen Magnetfeldes zur Bewegungsrichtung der HVC untersucht. Die Ergebnisse werden mit dem rein hydrodynamischen Fall ohne Magnetfeld sowie einem Fall mit deutlich höherer Neutralgasdichte der Wolke verglichen. Das Interesse konzentriert sich dabei ebenso auf die Stabilität der HVC als auch auf deren Morphologie. Zu diesem Zwecke wird die Bildung eines magnetischen Schweifes im „Kielwasser“ der HVC en detail studiert, insbesondere in Hinblick auf das Einsetzen von Kelvin-Helmholtz- und Tearing-artigen Instabilitäten. Dazu werden Relativgeschwindigkeit der HVC und Magnetfeldstärke variiert, sowie neben den idealen (im Sinne unendlicher elektrischer Leitfähigkeit des Plasmas) auch resistive Simulationen mit einer endlichen Leitfähigkeit durchgeführt. Das verwendete Resistivitätsmodell beschreibt dabei eine lokale, stromstärkeabhängige anomale Resistivität,

die durch Driftinstabilitäten wie die „lower-hybrid“-Drift hervorgerufen wird. Der Fokus liegt in diesem Bereich des Kapitels auf der Strukturbildung innerhalb des magnetischen Schweifes durch die erwähnten Instabilitäten. Zuletzt wird ein Ausblick auf dreidimensionale Simulationen und die zu erwartenden Unterschiede gegeben.

Im **Kapitel 2** werden nach einer kurzen Einleitung und einem Überblick über die bisherigen Messungen und Beobachtungen von HVCs die physikalischen Hintergründe und aktuelle Modelle für Hochgeschwindigkeitswolken vorgestellt. Anschließend wird der sogenannte kritische Geschwindigkeitseffekt, ein spezieller Ionisationsmechanismus im Zusammenhang mit der Wechselwirkung von neutralen Gasen und magnetisierten Plasmen, als denkbare Erklärung der gemessenen, erhöhten $H\alpha$ -Emission von HVCs, speziell innerhalb des Magellanschen Stromes, erörtert.

Wegen ihrer Ähnlichkeit zum System der HVCs im galaktischen Halo läßt sich auch bei Kometen die Bildung eines magnetischen Schweifes mit Hilfe von Plasma-Neutralgassimulationen untersuchen. In **Kapitel 4** werden daher nach einer kurzer Einführung in die physikalischen Hintergründe von Kometen im magnetisierten Sonnenwind zwei Simulationen präsentiert, die sich mit der Frage nach dem Abreißen eines Kometenschweifes durch magnetische Rekonnexion befassen. In beiden Fällen handelt es sich um resistive Simulationen, die die Langzeitentwicklung eines magnetischen Schweifes eines Kometen untersuchen, in einem Fall bei konstanter Polarität des Magnetfeldes des Sonnenwindes, im anderen Fall bei einer Umkehr der Magnetfeldrichtung. Die Ergebnisse werden im Hinblick auf Beobachtungen, die ein solches Abreißen des Kometenschweifes (engl. *disconnection event*) belegen, diskutiert.

Der erste Teil des letzten Kapitels dieser Arbeit beschäftigt sich mit der Frage nach der thermischen Isolation von Hochgeschwindigkeitswolken. Auch bei der Wärmeleitung spielen Magnetfelder eine bedeutende Rolle. In diesem Kapitel wird gezeigt, daß die Magnetfelder in der magnetischen Barriere aufgrund ihrer speziellen Topologie entscheidend zur thermischen Stabilität kühler Neutralgaswolken beitragen. Die in Kapitel 3 vorgestellten Ergebnisse resultieren aus Simulationen, bei denen die Wärmeleitung vernachlässigt wurde. In **Kapitel 5** werden die Effekte von Magnetfeldern auf die Wärmeleitung in Plasma-Neutralgas-Systemen und ihr Einfluß auf die thermische Stabilität von Hochgeschwindigkeitswolken diskutiert und schließlich die Ergebnisse der Simulationen aus Kapitel 3 im Hinblick auf die Fragen der thermischen Stabilität beleuchtet.

Bei jeder wissenschaftlichen Arbeit bleiben offene Fragen. Diese werden zusammen mit den Ergebnissen dieser Arbeit im zweiten Teil des Kapitels 5 diskutiert. Abschließend wird ein Ausblick auf ein mögliches weiteres Vorgehen bei der Untersuchung der Phänomene im Umfeld der galaktischen Hochgeschwindigkeitswolken gegeben.

Kapitel 2

Hochgeschwindigkeitswolken (HVCs)

2.1 Einführung und Beobachtungen

HI-Beobachtungen

Die von [Muller et al. \(1963\)](#) im Jahre 1963 entdeckten **Hochgeschwindigkeitswolken (HVCs)** waren ursprünglich einzig und allein über den Betrag ihrer Geschwindigkeit im lokalen Bezugssystem (LSR = local standard of rest) definiert. Dabei wurde die ursprüngliche untere Grenze von $|v_{\text{LSR}}| = 70 \text{ km s}^{-1}$, die die HI-Wolken mittlerer Geschwindigkeit (**IVCs = intermediate velocity clouds**) von den Hochgeschwindigkeitswolken unterscheidet, im Laufe der Jahrzehnte zunächst auf 90 km s^{-1} und schließlich auf $|v_{\text{LSR}}| = 100 \text{ km s}^{-1}$ angehoben, da man nach und nach auch IVCs mit höheren Geschwindigkeiten entdeckte [[Wakker und van Woerden, 1997](#)]. Das zweite Kriterium zur Definition von HVCs besteht darin, daß ihre Geschwindigkeiten mit einfachen Modellen differentieller galaktischer Rotation nicht kompatibel sind. Bei dieser Definition tritt jedoch eine Schwierigkeit auf: Der Bereich der erlaubten Geschwindigkeiten im Rahmen einer differentiellen galaktischen Rotation variiert stark mit der Position der HVC, insbesondere wenn deren Geschwindigkeit im LSR-System angegeben wird. Aus diesem Grund schlug [Wakker \(1991\)](#) eine Definition durch die sogenannte *Abweichgeschwindigkeit (DV)* vor:

Eine Hochgeschwindigkeitswolke (HVC) ist eine HI-Wolke, deren Geschwindigkeit um mehr als 50 km s^{-1} vom Bereich der im Rahmen einfacher Modelle differentieller galaktischer Rotation erlaubten Geschwindigkeiten abweicht.

Diese Definition ist damit automatisch unabhängig vom gewählten Bezugssystem der Geschwindigkeiten. Sie ist allerdings nur dann sinnvoll, wenn sich die betrachteten HVCs innerhalb oder in unmittelbarer Umgebung des Halos der Milchstraße befinden, wie dies wohl zumindest für einige der HVC-Komplexe und den Magellanschen Strom der Fall ist (siehe unten).

Seit der Entdeckung der HVCs hat sich die Zahl der beobachteten und untersuchten HVCs ständig erhöht. Mehrere vollständige HI-Himmelsdurchmusterungen mit hoher

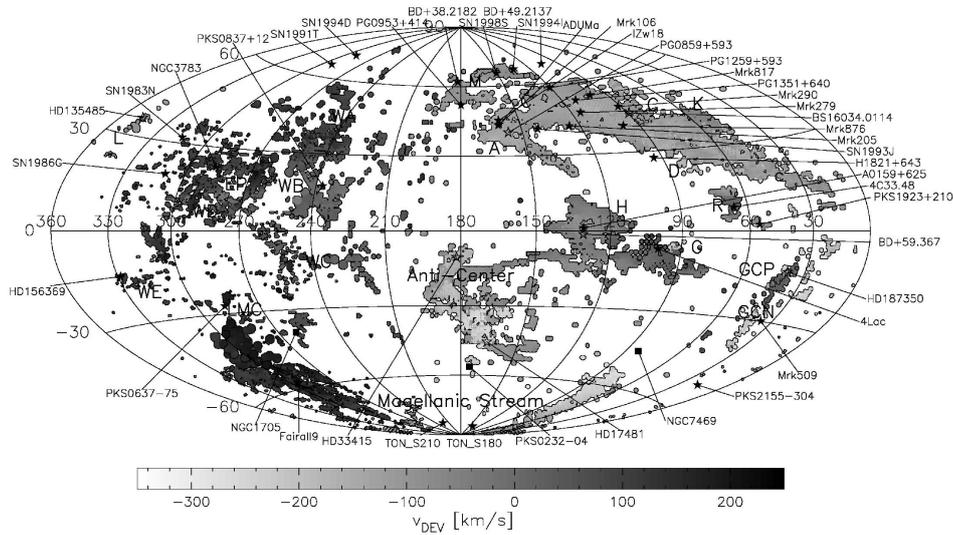


Abb. 2.1: Die Verteilung der HVCs über den gesamten Himmel in galaktischen Koordinaten, basierend auf den Daten von [Hulsbosch und Wakker \(1988\)](#) und [Morras et al. \(2000\)](#); [[Putman, 2000](#)]

Empfindlichkeit und räumlicher Auflösung wurden in den vergangenen zehn Jahren sowohl auf der Nord- als auch der Südhalbkugel durchgeführt. Die bedeutendsten unter ihnen sind die Gesamtdarstellungen von Dwingeloo [[Hulsbosch und Wakker, 1988](#)] und Leiden-Dwingeloo [[Hartmann und Burton, 1997](#)] für die nördliche Hemisphäre und von Villa Elisa [[Bajaja et al., 1985](#); [Morras et al., 2000](#)] sowie der australische HIPASS (HI Parkes All-Sky Survey) [[Barnes et al., 2001](#)] für die südliche Hemisphäre. Die Meßdaten dieser Durchmusterungen wurden in mehreren Katalogen für Hochgeschwindigkeitswolken und galaktisches HI kompiliert. Der älteste unter ihnen ist eine Sammlung von Geschwindigkeitsmessungen von neutralem Wasserstoff bis zu -90 km s^{-1} in der Nähe der galaktischen Pole [[Dieter, 1965](#)]. Aktuelle HVC-Kataloge sind die von [Wakker und van Woerden \(1991\)](#), von [Putman et al. \(2002\)](#) und [Barnes et al. \(2001\)](#), sowie der für die bisher empfindlichste HI-Himmelsdurchmusterung von [Lockman et al. \(2002\)](#). Die LSR-Geschwindigkeiten der in diesen Katalogen aufgeführten Hochgeschwindigkeitswolken bewegen sich im Bereich von -400 km s^{-1} bis zu 300 km s^{-1} . Dabei ist anzumerken, daß es sich bei den Geschwindigkeiten bzgl. des LSR um Projektionen der tatsächlichen Geschwindigkeit auf die Sichtlinie handelt, da sie mit Doppler-Messungen gemessen werden. Die Tangentialkomponente der Geschwindigkeit der HVCs läßt sich auf diese Weise nicht bestimmen. Weiterhin trägt auch die differentielle Rotation der Milchstraße entscheidend zu den gemessenen Geschwindigkeiten bei. Daher ist a priori nicht klar, ob sich HVCs mit positiver bzw. negativer LSR-Geschwindigkeit nun auf die galaktische Scheibe zu oder von ihr weg bewegen [[Wakker und van Woerden, 1997](#)]. Eindeutig ist dies lediglich bei HVCs, die über den Polen des LSR-Systems stehen, da bei diesen die Sichtlinie mit der Rotationsachse der Galaxie zusammenfällt. Aufgrund

der geringen Aussagekraft des LSR-Systems werden die Geschwindigkeiten der HVCs oft auf das galaktische Ruhesystem (GSR = galactic standard of rest frame) bezogen. Die Umrechnung geschieht über die galaktische Breite b und Länge l gemäß der Formel [Wakker und van Woerden, 1997]

$$v_{\text{GSR}} = v_{\text{LSR}} + 220 \sin l \cos b . \quad (2.1)$$

Allerdings bleibt auch im galaktischen Ruhesystem die Unwägbarkeit aufgrund der unbekanntenen Tangentialkomponente der Geschwindigkeit erhalten. Und auch die galaktische Rotation steckt verschlüsselt in den GSR-Geschwindigkeiten. Aus diesem Grund haben Wakker und van Woerden (1991) in ihrem Katalog zusätzlich noch die Abweichgeschwindigkeit v_{dev} bzgl. der galaktischen Rotation, die z.T. deutlich von der LSR-Geschwindigkeit abweicht, angegeben. Soweit es sich um Hochgeschwindigkeitswolken im galaktischen Halo handelt, ist letztere die entscheidende Geschwindigkeit, wenn es um die Bewegung der HI-Wolken relativ zum Haloplasma geht.

In Abbildung 2.1 ist die Verteilung der aktuell bekannten Hochgeschwindigkeitswolken in galaktischen Koordinaten basierend auf den Daten von Hulsbosch und Wakker (1988) und Morras et al. (2000) zusammen mit ihren Abweichgeschwindigkeiten v_{dev} in Graustufen dargestellt. Aktuelle, hochempfindliche HI-Messungen können noch Wasserstoff-Säulendichten von $N_{\text{HI}} = 8 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ detektieren [Lockman et al., 2002]. Dies entspricht einer Helligkeitstemperatur T_{B} , also der Äquivalenztemperatur eines im gemessenen Frequenzbereich ebenso leuchtstarken Schwarzkörpers [Lang, 1980; Abschnitt 1.23], von $T_{\text{B}} = 14 \text{ mK}$. Bei dieser Detektorempfindlichkeit überdeckt das HI bei hohen Geschwindigkeiten ganze 37% des galaktischen Himmels und es steht zu erwarten, daß dieser Wert bei zunehmender Sensitivität der Detektoren weiter ansteigt [Lockman et al., 2002]. Obwohl die beobachteten HVCs nur wenige Prozent des gesamten gemessenen HI-Flusses ausmachen, stellen sie und das mit ihnen verbundene HI etwa 10% der HI-Gesamtmasse der Galaxie dar [Wakker und van Woerden, 1997]. Einen ähnlichen Prozentsatz erhalten Sancisi et al. (2001) für die HI-Gesamtmasse der HVCs in der Spiralgalaxie NGC 2403. Weitere Beispiele für Spiralgalaxien, die HVCs aufweisen, sind NGC 628 [Kamphuis und Briggs, 1992], NGC 6946 [Kamphuis und Sancisi, 1993] und NGC 5668 [Schulman et al., 1996]. Die Daten zeigen, daß die Hochgeschwindigkeitswolken ein sehr weitläufiges Phänomen der Halos von Spiralgalaxien darstellen. Ihre Untersuchung in Beobachtung und Theorie ist daher eine bedeutende Aufgabe in der modernen Astrophysik.

Aus Abbildung 2.1 wird deutlich, daß die HVCs keineswegs gleichmäßig über den galaktischen Himmel verteilt sind. Die Mehrzahl der HVCs finden sich in der nördlichen Hemisphäre, insbesondere wenn man die mit dem Magellanschen Strom verknüpften HVCs in der Nähe des Südpoles außer Betracht läßt, da diese aufgrund ihrer weitgehend bekannten Entstehungsgeschichte eine Sonderrolle einnehmen. Mit zunehmender Empfindlichkeit der HI-Durchmusterungen der südlichen Hemisphäre scheint diese Asymmetrie zwischen Nord- und Südhalbkugel jedoch abzunehmen [Putman et al., 2002].

Die meisten der bisher beobachteten HVCs weisen eine filamentartige Morphologie auf und befinden sich in losen Gruppen innerhalb großer Komplexe, die sich über mehrere 10° am galaktischen Himmel erstrecken. Daher teilt man die HVCs im allgemeinen in *Populationen* und *Komplexe* ein, wobei sich die Populationen durch global einheitliche

Eigenschaften auszeichnen und teilweise aus mehreren Komplexen zusammensetzen. Ein Komplex ist in ähnlicher Weise als eine Gruppe von HVCs definiert, die sowohl örtlich als auch im Geschwindigkeitsraum nahe beieinanderliegen und somit wahrscheinlich physikalisch miteinander verknüpft sind [Wakker und van Woerden, 1991]. Insgesamt sind bisher 10 Populationen und 17 Komplexe von HVCs identifiziert worden. Die Tabelle 2.1 gibt eine Übersicht der Populationen und Komplexe wieder, zusammen mit der Zahl der beobachteten HVCs, den Bereichen galaktischer Länge l und Breite b , dem Geschwindigkeitsbereich im LSR-System, sowie den mittleren LSR- und Abweichgeschwindigkeiten. Eine ausführliche Beschreibung der einzelnen Komplexe findet sich im

Population	Komplex		Wolken- zahl	l °	b °	v_{LSR} km s ⁻¹	$\overline{v_{\text{LSR}}}$ km s ⁻¹	$\overline{v_{\text{dev}}}$ km s ⁻¹
1	Co-rotating		9	342 – 35	–15 – 25	–185 – 195	105	5
2	OA	1 OA	1	50 – 195	–5 – 35	–175 – –60	–100	25
3	MS	2 MS	24	10 – 360	–85 – –20	–430 – 345	195	85
4	EN		40	10 – 290	–85 – 40	–465 – –175	–355	–240
5	GCN	3 GCN	34	0 – 50	–40 – 10	–340 – –170	–240	–180
6	ACVHV	4 ACVHV	18	155 – 190	–55 – –5	–340 – –135	–225	–215
7	GCP	5 GCP	13	35 – 65	–40 – –10	75 – 125	100	25
8	EP		35	195 – 310	–40 – 45	170 – 310	245	100
9	N		202	0 – 360	–75 – 80	–235 – –50	–130	–40
		6 A	5	130 – 170	22 – 50	–210 – –90	–160	–130
		7 C	23	15 – 150	10 – 60	–235 – –50	–120	–100
		8 M	12	125 – 200	45 – 70	–125 – –80	–95	–90
		9 H	3	110 – 155	–15 – 15	–220 – –80	–161	–50
		10 G	4	75 – 120	–20 – 0	–200 – –80	–110	35
		11 ACHV	41	135 – 200	–55 – –5	–185 – –70	–105	–90
		12 D	6	72 – 84	17 – 26	–205 – –150	–190	–140
		13 L	7	341 – 348	31 – 41	–190 – –85	–115	–40
10	P		183	135 – 355	–80 – 75	70 – 240	125	10
		14 WA	9	230 – 260	25 – 45	80 – 195	147	100
		15 WB	29	225 – 265	0 – 60	70 – 170	115	25
		16 WC	12	210 – 235	–25 – 0	85 – 165	125	25
		17 WD	14	260 – 300	5 – 30	80 – 185	115	30

Tabelle 2.1: Liste der HVC-Populationen und -Komplexe

Katalog von [Wakker und van Woerden \(1991\)](#). Hier sollen nur die bedeutendsten unter ihnen kurze Erwähnung finden, unter ihnen die Komplexe A, C und M, die aufgrund ihrer großen Ausdehnung und relativen Nähe zur galaktischen Scheibe von Bedeutung sind [[Blitz et al., 1999](#)]. Die beiden Komplexe A und M sind gleichzeitig die einzigen HVCs, für deren Entfernung vom Beobachter zumindest eine untere und obere Grenze gefunden wurden [[van Woerden et al., 1999](#); [Danly et al., 1993](#)]. Außerdem zählen die

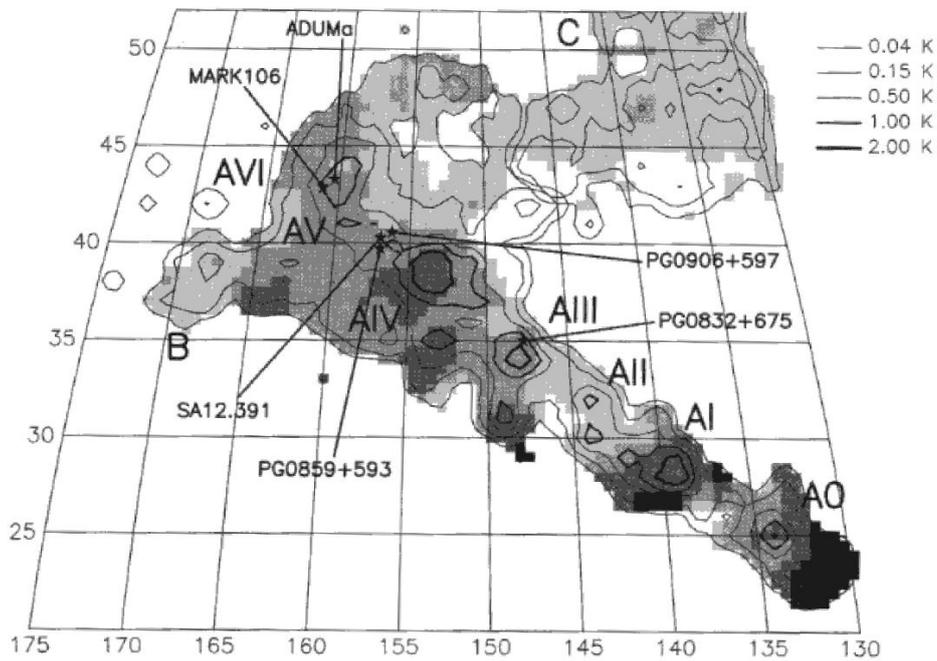


Abb. 2.2: Helligkeitstemperaturen (Konturen) und Geschwindigkeiten (Graustufen) des HVC-Komplexes A (Erläuterungen siehe Text) [[Wakker und van Woerden, 1997](#)]

Komplexe A und C zu den zuerst entdeckten HVC-Komplexen [[Hulsbosch und Raymond, 1966](#); [Hulsbosch, 1968](#)]. Weiterhin von Bedeutung sind der Magellansche Strom (Komplex MS), so genannt aufgrund seiner Verbindung zu den Magellanschen Wolken [[Mathewson et al., 1974](#)], sowie die Populationen EN und EP der HVCs mit extremen negativen ($v_{\text{LSR}} \lesssim -200 \text{ km s}^{-1}$) bzw. extrem positiven ($v_{\text{LSR}} \gtrsim 200 \text{ km s}^{-1}$) LSR-Geschwindigkeiten.

Die Abbildung 2.2 zeigt eine HI-Konturaufnahme des Komplexes A nach [Wakker und van Woerden \(1997\)](#). Die Konturen geben die Helligkeitstemperaturen wieder (0.02 K entsprechen einer Säulendichte von 10^{18} cm^{-2}), während die Graustufen die LSR-Ge-

schwindigkeiten von -190 , -170 , -150 und -130 km s^{-1} andeuten, beginnend von der dunklesten Graufärbung. Man erkennt deutlich die HI-Konzentrationen A0 – AVI als Unterstruktur des Komplexes A.

Die Eigenschaften des Komplexes A werden oft als repräsentativ für HVCs im allgemeinen angesehen [Wakker und van Woerden, 1997]. Zu diesen Eigenschaften zählen: eine hohe galaktische Breite; Geschwindigkeiten, die deutlich von dem galaktischen Gas mit niedrigen Geschwindigkeiten getrennt sind; eine lineare Struktur; wohldefinierte HI-

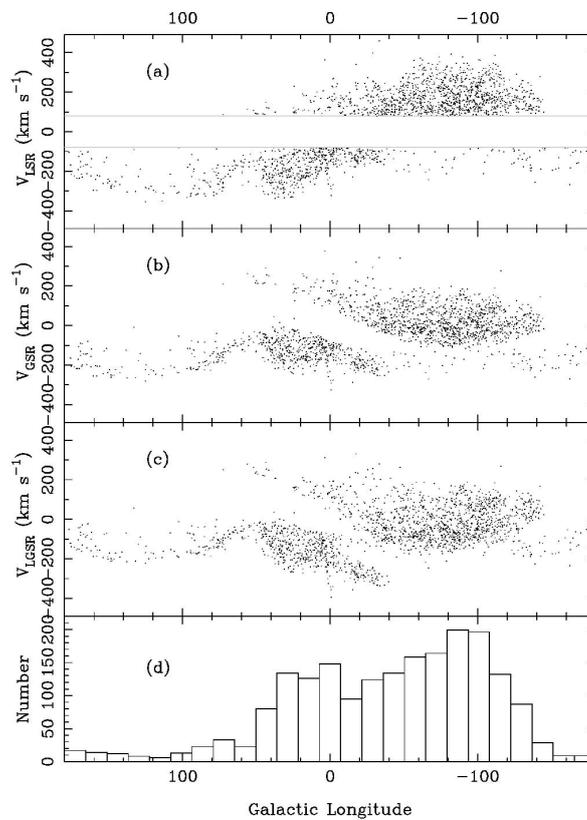


Abb. 2.3: Geschwindigkeitsverteilung aller nach HIPASS katalogisierten HVCs gegen die galaktische Länge mit a) v_{LSR} , b) v_{GSR} , c) v_{LGSR} und d) der Zahl der Wolken je galaktische Länge; [Putman, 2000]

Kerne; eine Zweikomponentenstruktur in der HI-Geschwindigkeit, sowie ein Geschwindigkeitsfeld ohne großskalige Strukturen. Drei dieser Eigenschaften sind Teil der in dieser Arbeit angestrebten Untersuchungen, betreffend die lineare Struktur mit wohldefinierten Kernen und die Zweikomponentenstruktur der Geschwindigkeiten.

Aus Abbildung 2.1 ist unmittelbar ersichtlich, daß neben der Nord-Süd-Asymmetrie

der HVC-Verteilung auch eine Ost-West-Asymmetrie ihrer Abweichgeschwindigkeit v_{dev} besteht. Von kleinen zu großen galaktischen Längen hin nimmt die Abweichgeschwindigkeit bis auf einige Ausnahmen stetig zu. Dieser Effekt ist im LSR-Bezugssystem noch stärker ausgeprägt, wie man anhand der LSR-Geschwindigkeitsverteilung der HVCs in Abbildung 2.3 erkennt. Die systematische Zunahme der Abweichgeschwindigkeiten mit zunehmender galaktischer Länge deutet darauf hin, daß auch hier Projektionseffekte auf den Radiusvektor zum Beobachter eine Rolle spielen. Die volle Raumgeschwindigkeit kann nur anhand galaktischer Rotationsmodelle und bei Kenntnis der Entfernung der gemessenen HVC von der galaktischen Scheibe erschlossen werden. Nach den bisherigen

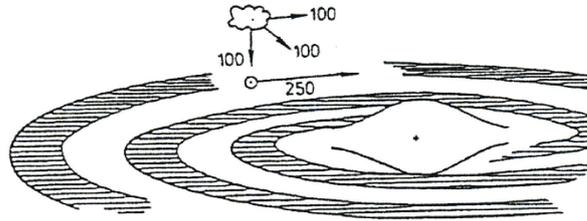


Abb. 2.4: Geschwindigkeitskomponenten einer Hochgeschwindigkeitswolke im galaktischen Halo; [de Boer, 1991]

Kenntnissen [de Boer, 1991; Zimmer, 1996] sind alle drei GSR-Geschwindigkeitskomponenten, also die radiale, azimuthale und z -Komponente, einer HVC im galaktischen Halo von der Größenordnung 100 km s^{-1} (Abb. 2.4). Die Sonne bewegt sich dabei mit einer Geschwindigkeit von der Größenordnung 250 km s^{-1} um das Zentrum der Milchstraße. In der Abbildung 2.3 ist außerdem die Geschwindigkeitsverteilung der HVCs bzgl. des Massenschwerpunktes der Lokalen Gruppe (LGSR = local group standard of rest frame) dargestellt. Die Ost-West-Asymmetrie der Geschwindigkeiten ist in diesem Bezugssystem etwas geringer als in den anderen (Einzelheiten vgl. Abschnitt 2.2).

Neben der Einteilung in Populationen und Komplexe unterteilt man die Hochgeschwindigkeitswolken auch gemäß ihren Geschwindigkeiten und ihrer Morphologie. Der Allgemeinbegriff HVCs wird dabei zunächst eingeschränkt auf HI mit LSR-Geschwindigkeiten mit Betrag $|v_{\text{LSR}}| \leq 200 \text{ km s}^{-1}$. HI-Wolken, deren Geschwindigkeitsbetrag im LSR-System größer als 200 km s^{-1} ist, bezeichnet man als extreme Hochgeschwindigkeitswolken (**VHVC** = **v**ery **h**igh **v**elocity **c**louds) [Wakker und van Woerden, 1991]. Hingegen werden HI-Wolken mit $|v_{\text{LSR}}| \leq 100 \text{ km s}^{-1}$ als Wolken mittlerer Geschwindigkeit (**IVCs** = **i**ntermediate **v**elocity **c**louds) bezeichnet (z.B. Kalberla et al., 1997). Darüber hinaus definiert man eine Klasse kompakter, isolierter HVCs, sogenannte **CHVCs** (= **c**ompact **h**igh **v**elocity **c**louds). Sie zeichnen sich dadurch aus,

daß ihre Winkelausdehnung kleiner als 2° ist, ihre Säulendichte N_{HI} einen deutlichen Kontrast zum Hintergrund aufweist und ihr Profil nicht im Zusammenhang mit einem benachbarten Komplex steht [Putman, 2000; Abschnitt 5.2.3]. Nur etwa 10% der HI-Wolken mit anomalen Geschwindigkeiten fallen unter die Kategorie der CHVCs [Putman et al., 2002]. Im folgenden wird der Begriff *HVCs* allgemein für alle HI-Wolken mit anomalen Geschwindigkeiten verwendet, während die Unterkategorien CHVCs, VHVCs und die Kategorie IVCs zur Unterscheidung bei Bedarf Anwendung finden. Die Klasse der CHVCs bildet aufgrund ihrer relativ abgeschlossenen Definition einen Schwerpunkt der in dieser Arbeit diskutierten Hochgeschwindigkeitswolken, da sie als isolierte Objekte mit ihrer Umgebung auf relativ einfache Weise interagieren. Es ist jedoch zu erwähnen, daß leichte Unterschiede bei der Definition der CHVCs in der aktuellen Literatur, z.B. zwischen Putman (2000) und Braun und Burton (1999), bestehen [Putman et al., 2002]. Außerdem ergeben die Beobachtungen, daß auch CHVCs meist stark untereinander und z.T. auch mit HVCs gruppiert sind (Clusterbildung), so daß eine Wechselwirkung untereinander und mit dem HVC-Gas wahrscheinlich erscheint [Putman, 2000; Abschnitt 5.4.2]. Dennoch sind sie verglichen mit den HVCs deutlich kompaktere und wohldefinierte Wolken, was sie dem analytischen Studium zugänglicher macht als die sehr kompliziert strukturierten HVC-Komplexe. Jene weisen bei hoher Auflösung durchaus filamentöse und z.T. turbulente Wolkenstrukturen auf, die in mehreren Fällen als fraktale Strukturen beschrieben werden können [Vogelaar und Wakker, 1994].

Messungen von HVC-Komplexen mit hohen Auflösungen ergaben, daß viele HVCs, besonders im Komplex A, eine *Hülle-Kern-Struktur* aufweisen, d.h. sie bestehen aus einem dichten, kalten Kern mit Teilchendichten von bis zu $30 - 100 D_{\text{kpc}}^{-1} \text{ cm}^{-3}$ für die kleinsten Kerne (D_{kpc}^{-1} kennzeichnet den Abstand in kiloparsec) und kinetischen Temperaturen von wenigen Hundert Kelvin umgeben von einer wärmeren und weniger dichten, umschlagartigen Hülle [Wakker und van Woerden, 1997]. Der Kern macht dabei etwa 25 - 50% der Masse der HVC aus, während nur 10% des HI-Gesamtflusses in ausgedehnten Strukturen entdeckt wurde. Bei mittlerer Auflösung treten scharfe Kanten der HVCs in den HI-Karten von Komplex A auf, die als Beleg für die Anwesenheit von Schocks angesehen wurden [Giovanelli und Haynes, 1977]. Diese lösen sich jedoch bei höherer Auflösung in ungeordnete, kleinere Wolkenstücke auf, so daß das Vorliegen eines Schocks nicht mehr zwingend ist [Wakker und van Woerden, 1997]. Die häufig auftretende *Hülle-Kern-Struktur* und die noch zu diskutierende *Kopf-Schweif-Struktur* werden den Schwerpunkt der Morphologieuntersuchungen in dieser Arbeit ausmachen. Vorab sei hier darauf hingewiesen, daß beide Strukturtypen ein deutliches Zeichen für die Interaktion des kalten Neutralgases der Wolken mit dem sie umgebenden heißen Plasma sind. Als ein solches Indiz für die Wechselwirkung der HVCs mit ihrer Umgebung wurde auch die Entdeckung sogenannter Geschwindigkeitsbrücken (**VB = velocity bridges**) angesehen, die HVCs mit HI-Gas bei geringeren Geschwindigkeiten über Geschwindigkeitsunterschiede von 20 bis zu 100 km s^{-1} verbinden [Pietz et al., 1996]. Das wichtigste Beispiel für eine eventuelle Interaktion von HVCs und IVCs findet sich im Draco Nebel [Goerigk et al., 1983], einer IVC, die mit einem HVC-Kern überlappt. Der eigentliche Nachweis eines Zusammenhanges bleibt jedoch unklar [Mebold et al., 1992; Kuntz

und Danly, 1996]. Eine der Hauptschwierigkeiten bei der Interpretation einer möglichen Wechselwirkung zwischen HVCs und IVCs besteht darin, daß aktuelle Modelle die HVCs bei einem z -Abstand von der galaktischen Scheibe von mehreren kiloparsec ansiedeln, während sie die IVCs deutlich näher an der galaktischen Ebene sehen [Kalberla et al., 1997]. Das im folgenden Kapitel vorgestellte dynamische Modell für die Wechselwirkung kühler Neutralgaswolken mit einem sie umgebenden heißen Plasma schließt die Bildung solch ausgedehnter Geschwindigkeitsbrücken zwar nicht aus, es favorisiert jedoch die Ausbildung der bereits erwähnten Hülle-Kern- und Kopf-Schweif-Strukturen.

H α und optische Linienstrahlung

HI-Messungen von Hochgeschwindigkeitswolken liefern Informationen über die räumliche Verteilung, die Säulendichten und die kinetische Temperatur des neutralen atomaren Wasserstoffes, die Morphologie der Wolken und in Verbindung mit der Entfernung der HVC vom Beobachter auch Werte für die Volumendichte des neutralen atomaren Wasserstoffes sowie die HI-Gesamtmasse der Wolke. Gerade die Entfernungsbestimmung von HVCs, die für die Bestimmung der meisten physikalischen Parameter der Wolken entscheidend ist, erweist sich bei den Beobachtungen jedoch als schwerwiegendes Problem. Die Magellansche Brücke (siehe Abschnitt „Magellanscher Strom“) ist die einzige HVC, die Sterne enthält [Putman, 2000; Abschnitt 3.2.2]. Strenggenommen handelt es sich bei ihr im Magellanschen System jedoch nicht um eine eigentliche HVC. Somit ist bis zum jetzigen Zeitpunkt nicht eine einzige HVC beobachtet worden, die neben dem HI-Gas auch stellare Komponenten aufweist. Alle bisherigen Versuche, stellare Komponenten insbesondere in CHVCs nachzuweisen, brachten ausschließlich negative Ergebnisse hervor (vgl. z.B. Simon und Blitz, 2002; Hopp et al., 2002). Weder die optischen noch die Infrarotdaten zeigen bei der heutigen Empfindlichkeit der Detektoren einen Hinweis auf einen stellaren Inhalt der HVCs, was die Vermutung unwahrscheinlich werden läßt, daß es sich bei den CHVCs um die mit Zwerggalaxien geringer Oberflächenhelligkeit (LSB = low surface brightness; z.B. Boyce et al., 2001) assoziierten „fehlenden“ Haalos dunkler Materie aus kosmologischen Modellrechnungen zur kalten dunklen Materie (CDM = cold dark matter) handeln könnte (z.B. Klypin et al., 1999; Moore et al., 1999). Hingegen nimmt mit zunehmender Empfindlichkeit der Detektoren die Wahrscheinlichkeit zu, daß es sich bei den CHVCs um reine Wasserstoffwolken handelt, in denen über kosmische Zeiträume keine Sternentstehung stattgefunden hat [Hopp et al., 2002].

Aufgrund fehlender Sterne innerhalb der HVCs ist es daher äußerst schwierig, deren Entfernung vom Beobachter zu bestimmen. Die für Sterne üblichen Methoden wie Parallaxenmessung, Cepheiden und Vergleich der gemessenen Oberflächenhelligkeit mit Sternentwicklungsmodellen entfallen, wobei eine Messung der Parallaxe aufgrund der großen räumlichen Ausdehnung der HVCs und ihrer großen Entfernung nicht möglich ist. Eine direkte Entfernungsbestimmung zu einer HVC ist mithilfe der Absorptionslinien-Methode [Wakker und van Woerden, 1997; Abschnitt 4.2] möglich, jedoch nicht sehr wahrscheinlich (vgl. nächster Abschnitt). Daher bemüht man sich um indirekte Methoden der Entfernungsbestimmung. Die bedeutendste unter ihnen basiert auf der Photoionisation des neutralen atomaren Wasserstoffes durch galaktische und extragalaktische

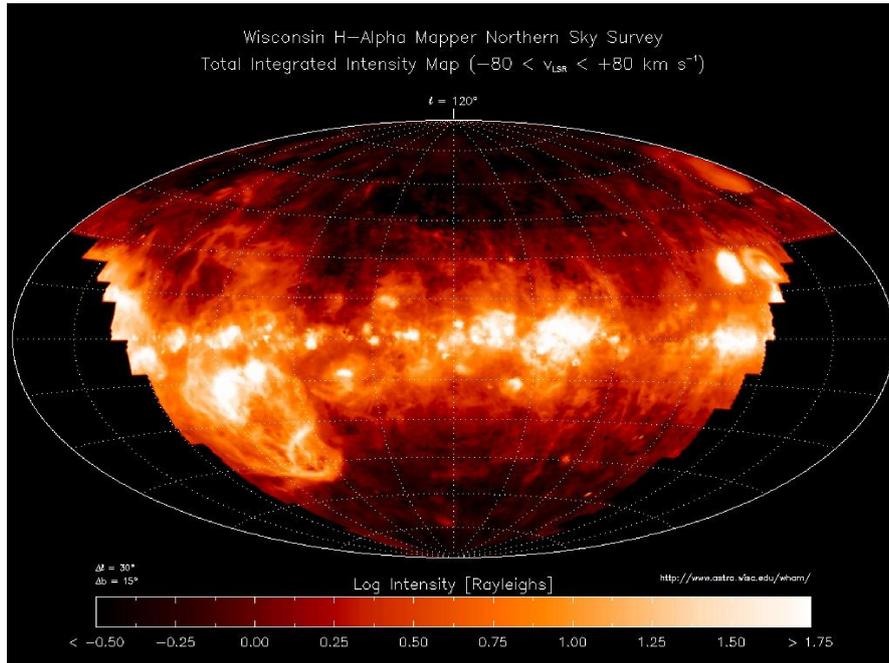


Abb. 2.5: WHAM $H\alpha$ -Himmelsdurchmusterung bei mittleren Geschwindigkeiten (IVCs und WIM), nördliche Hemisphäre (Quelle: <http://www.astro.wisc.edu/wham/survey/survey.html>)

UV-Strahlung (siehe nächsten Abschnitt). Der ionisierte Wasserstoff um HVCs rekombiniert u.a. unter Aussendung der $H\alpha$ -Linie. Die Intensität der $H\alpha$ -Linie ist dabei ein Maß für die Photoionisation des Wasserstoffes. $H\alpha$ -Messungen haben gezeigt, daß HVCs in der Regel in Kombination mit ionisiertem Wasserstoff auftreten [Tuft et al., 1999]. Daher wurden in der jüngeren Vergangenheit mehrere $H\alpha$ -Himmelsdurchmusterungen durchgeführt, unter ihnen die WHAM-Durchmusterung (*Wisconsin H Alpha Mapper*). Im Rahmen dieser Durchmusterung wurde neben der Messung der $H\alpha$ -Verteilung bei mittleren Geschwindigkeiten mit $|v_{\text{LSR}}| \leq 80 \text{ km s}^{-1}$ (IVCs und WIM), die in Abbildung 2.5 für die nördliche Hemisphäre dargestellt ist, auch $H\alpha$ von Hochgeschwindigkeitswolken in den Komplexen M, A und C detektiert [Tuft et al., 1999]. Insgesamt wurden $H\alpha$ -Emissionen von bisher über 20 HVCs in verschiedenen Komplexen, dem Magellanschen Strom und der Sculptor-Zwerggalaxie detektiert [Songaila et al., 1989; Kutyrev und Reynolds, 1989; Münch und Pitz, 1990; Tuft et al., 1998; Bland-Hawthorn und Maloney, 1999; Weiner et al., 2001; Tuft et al., 2002; Weiner et al., 2002]. Die gemessenen $H\alpha$ -Intensitäten I_α liegen im Bereich von etwa $0.03 - 0.2 \text{ R}$ ($1 \text{ R} = 10^6/4\pi \text{ photons cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$) [Tuft et al., 2002]. In Abbildung 2.6 sind die Intensitäten der bisherigen $H\alpha$ -Messungen an HVCs für die unterschiedlichen Komplexe, sowie den weiter entfernten Magellanschen Strom und die Sculptor Zwerggalaxie dargestellt. Man ersieht hieraus, daß die Intensitäten um bis zu zwei Größenordnungen streuen, was auf stark unterschiedliche Entfernungen der einzelnen Komplexe von der

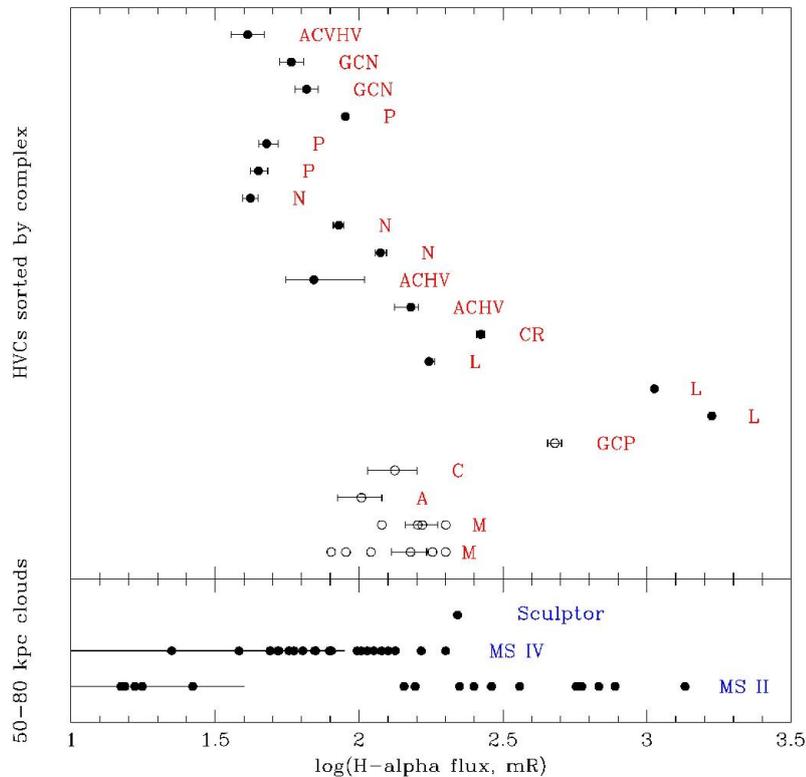


Abb. 2.6: $H\alpha$ -Emission von HVCs, dem Magellanschen Strom und der Sculptor Zwerggalaxie. leere Kreise: Tufte et al., 1998; Bland-Hawthorn und Maloney, 1999; gefüllte Kreise: Weiner et al., 2002

galaktischen Scheibe schließen läßt. Weiterhin zeigt die Abbildung, daß das Photoionisationsmodell im Falle der HVCs im Magellanschen Strom versagt [Weiner und Williams, 1996], da die Intensitäten dort trotz relativ konstanter Entfernung am stärksten variieren. Ein alternativer Ionisationsmechanismus muß hier am Werke sein. Ein solcher Mechanismus, der einerseits die beobachteten $H\alpha$ -Flüsse erklärt, andererseits die Schwierigkeiten der Stoßionisation durch Schocks umgeht, wird mit dem kritischen Geschwindigkeitseffekt in Kapitel 2.3 im Rahmen dieser Arbeit vorgestellt und auf die HVCs im Magellanschen Strom angewendet. Wir werden zeigen, daß selbiger Effekt auch in anderen HVCs von Bedeutung sein kann und damit Entfernungsbestimmungen anhand galaktischer Photoionisationsmodelle in Frage stellt. Die Ausbildung der für das Einsetzen des kritischen Geschwindigkeitseffektes essentiellen magnetischen Randschicht um die HVC ist das zentrale Thema des dritten Kapitels dieser Arbeit.

Die Ergebnisse der $H\alpha$ -Messungen deuten darauf hin, daß das ionisierte Gas den neutralen Kern der HVCs wie eine Hülle umschließt [Tufte et al., 1998; 1999]. Nach Tufte et al. (1999) besitzt der ionisierte Wasserstoff HII in diesen $H\alpha$ -„Halos“ eine kinetische Temperatur von etwa $T_\alpha \approx 8000$ K. Falls sich die HVC bei großen galaktischen Brei-

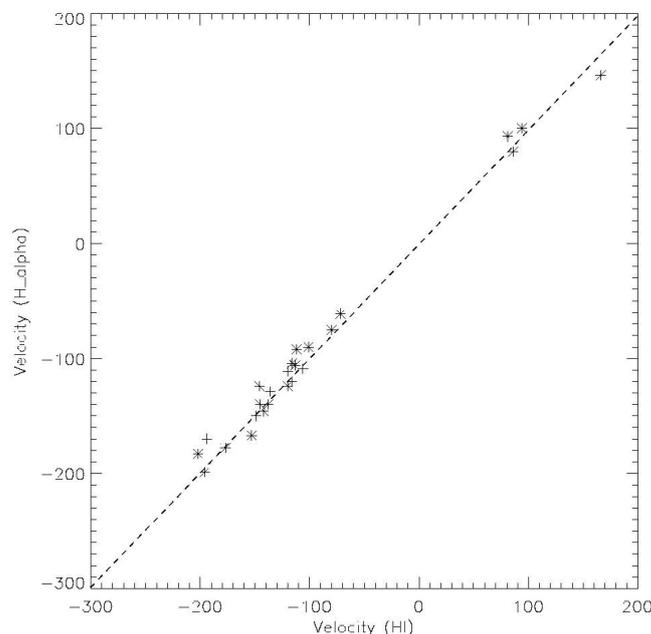


Abb. 2.7: Die Geschwindigkeit der HI-Linie gegen die Geschwindigkeit der $H\alpha$ -Linie für die bisher detektierten $H\alpha$ -HVCs [Putman, 2000]

tengraden befindet und infolgedessen die $H\alpha$ -Extinktion durch das interstellare Medium vernachlässigbar ist, so ist die $H\alpha$ -Intensität direkt proportional zum Emissionsmaß

$$EM \equiv \int n_e^2 dl \quad (2.2)$$

durch die Wolke und enthält damit Informationen über die Säulendichte und Elektronendichte des ionisierten Wasserstoffes [Tufte et al., 1999]. Falls die Ionisation des neutralen Wasserstoffes durch Photonen geschieht, ist die gemessene $H\alpha$ -Intensität ein direktes Maß für den Lyman-Kontinuumsfluß, der auf die Wolke auftrifft, und kann damit umgekehrt, bei Kenntnis der Entfernung der HVC von der galaktischen Scheibe, zur Bestimmung der Skalenhöhe des Lyman- α -Kontinuumsflusses der Galaxie verwendet werden. Findet die Ionisation jedoch durch Stöße aufgrund der schnellen Bewegung der HVC durch das umgebende Medium statt, also durch Schocks, so ist die Intensität der emittierten $H\alpha$ -Strahlung ein Maß für die Dichte des umgebenden Mediums [Tufte et al., 1998]. Zusätzlich zu den vorgenannten Mechanismen stellen wir in Kapitel 2.3 den kritischen Geschwindigkeitseffekt als stoßbasierten Ionisationsmechanismus vor, der jedoch ohne die rigiden Anforderungen für Schocks an das umgebende Material und die Relativgeschwindigkeit auskommt.

Für eine Ionisation durch Stöße, sei es durch Schocks oder den kritischen Geschwindigkeitseffekt, spricht nicht nur die im allgemeinen große Höhe der HVCs über der galaktischen Scheibe, sondern auch die Beobachtung, daß hohe $H\alpha$ -Intensitäten mit starken

Gradienten in der HI-Dichte verknüpft sind [Weiner und Williams, 1996] und im allgemeinen keine Korrelation zwischen der $H\alpha$ - und der HI-Intensität besteht [Haffner et al., 2001]. Hingegen zeigt die eindeutige Korrelation von HI- und $H\alpha$ -Geschwindigkeiten der HVCs (Abb. 2.7) deutlich, daß ionisierter und neutraler Wasserstoff stets assoziiert sind [Tufte et al., 1999; Putman, 2000]. Somit erscheint wahrscheinlich, daß der ionisierte wärmere Wasserstoff eine Art Hülle um den kälteren HI-Kern der HVCs bildet.

Um zwischen Photoionisation und Stoßionisation unterscheiden zu können, ist es notwendig zu unterscheiden, ob die stärksten $H\alpha$ -Emissionen von der Front der HVC herrühren, was auf Stoßionisation schließen ließe, oder von den Seiten, was auf Photoionisation hinwiese [Tufte et al., 1999]. Eine eindeutige Unterscheidung zwischen diesen beiden Ionisationsmechanismen läßt sich anhand des Verhältnisses der $H\alpha$ -Intensität zur Intensität anderer optischer Emissionslinien wie [OIII], [SII] und [NII] bewerkstelligen, da dieses Verhältnis stark von der jeweiligen Art der Ionisation abhängt [Raymond, 1979; Tufte et al., 1998].

Neben der $H\alpha$ -Linie wurden vor allem auch optische [NII]- und [SII]-Emissionslinien von HVCs gemessen. Die Messungen zeigen eine diffuse Verteilung der Emissionsgebiete über die Oberfläche der HVCs und stützen damit das Photoionisationsmodell [Weiner et al., 2002]. Starke [NII]-Emissionslinien wurden für einige HVCs [Weiner et al., 2001], die Smith-HI-Wolke [Bland-Hawthorn et al., 1998] und extraplanares Gas über NGC 891 [Rand, 1998] und deutlich schwächer auch im Magellanschen Strom [Weiner et al., 2002] nachgewiesen. Einige der schwächeren HVCs zeigen wenig oder gar keine [NII]-Emission. Die Unterschiede im Verhältnis der [NII]- zur $H\alpha$ -Linie lassen auf unterschiedliche Ionisationszustände und -mechanismen und unterschiedliche Metallizitäten der HVCs schließen. Im Falle des Magellanschen Stromes deutet dies auf einen anderen Ursprung der Strom-HVCs als den der übrigen HVCs hin [Weiner et al., 2002] (vgl. Abschnitt 2.2).

Desweiteren werden häufig auch Absorptionslinien von HVCs gegen Hintergrundquellen gemessen. Typische Absorptionslinien sind solche der höher ionisierten Spezies CIII-IV, SiIII-IV und OVI (z.B. Sembach et al., 1999; 2000; Wakker, 2001). Sembach et al. (1999b) fanden in Richtung von Mrk 509 zwei HVCs mit starken CIV-Absorptionslinien, aber nur geringer HI-Emission. Sie schlossen daraus, daß es sich bei diesen beiden HVCs um extragalaktische HVCs innerhalb der Lokalen Gruppe handelt, deren Ionisationszustand durch Photoionisation durch die extragalaktische Hintergrundstrahlung bestimmt ist. Solche „CIV-HVCs“ wären damit Indikatoren für sehr dünne ($n_H \sim 10^{-4} \text{ cm}^{-3}$), ausgedehnte und weitgehend ionisierte ($n_{HI}/n_H \sim 10^{-3}$) HI-Regionen. Die Existenz solcher beinahe vollständig ionisierter HVCs zeugt von der Vielfalt des Phänomens „HVCs“. In dieser Arbeit beschränken wir uns jedoch auf das Gros der HVCs, die weitgehend aus neutralem atomarem Wasserstoff bestehen.

Im Gegensatz zu den C- und Si-Absorptionslinien von HVCs läßt sich die OVI-Absorption, die an einer Vielzahl von HVCs detektiert wurde [Sembach et al., 2002], nicht mit Photoionisationsmodellen erklären. Die Umwandlung von OV in OVI erfordert eine Ionisationsenergie von $\sim 114 \text{ eV}$, zu hoch für die UV-Photonen der Hintergrundstrahlung [Sembach, 2002]. Die Schlußfolgerung liegt nahe, daß es sich um stoßionisiertes Gas handeln muß. Um die beobachteten Mengen von OVI jedoch durch Schocks zu produ-

zieren, wäre eine Schockgeschwindigkeit von $\sim 170 \text{ km s}^{-1}$ nötig [Sembach, 2002]. Solch hohe Relativgeschwindigkeiten weisen jedoch nur die wenigsten HVCs auf [Wakker und van Woerden, 1991]. Eine mögliche Erklärung ist, daß OVI in einer Übergangsschicht mit Temperaturen $T \sim (1 - 5) \cdot 10^5 \text{ K}$ [Sutherland und Dopita, 1993] entsteht, die sich zwischen dem kühlen Wolkengas und einer sehr heißen ($T > 10^6 \text{ K}$) galaktischen Korona oder dem intergalaktischen Medium der Lokalen Gruppe ausbildet [Sembach et al., 2002; Sembach, 2002]. In der Tat kann die Detektion von OVI-Absorptionslinien im Zusammenhang mit galaktischen HVCs (Komplex C) als weiterer Beleg der Existenz der von Lyman Spitzer in den 50ern postulierten diffusen ($n \leq 10^{-4} \text{ cm}^{-3}$), ausgedehnten ($R > 70 \text{ kpc}$) und heißen ($T > 10^6 \text{ K}$) Korona als Überbleibsel der Bildung der Milchstraße angesehen werden [Sembach, 2002]. Im Rahmen dieser Arbeit wird die Wechselwirkung kühler Neutralgaswolken mit einem ebensolchen heißen Plasma und die Ausbildung der oben erwähnten Übergangsschicht anhand von numerischen Simulationen detailliert untersucht. Alternative Erklärungen deuten die OVI-HVCs als sich abkühlende Regionen heißer Gasstrukturen [Sembach, 2002] oder als durch schwache Bow-Schocks komprimierte, heiße Bugzonen der HVCs [Quilis und Moore, 2001]. Der in Kapitel 2.3 vorgestellte *kritische Geschwindigkeitseffekt* stellt einen weiteren möglichen Mechanismus zur Bildung des OVI dar. Für die letzten beiden Erklärungen spricht die Beobachtung, daß die „OVI-HVCs“ besonders an der Frontseite stark ionisiert sind [Sembach, 2002].

Noch deutlicher werden die Hinweise auf eine stark energetische Wechselwirkung der HI-HVCs mit dem sie umgebenden Plasma, wenn man die gemessenen Röntgensignaturen der HVCs analysiert. Im Jahre 1968 entdeckten Bowyer et al. (1968) die weiche Hintergrund-Röntgenstrahlung (SXR = soft X-ray background). Nach heutigem Kenntnisstand setzt sich diese zusammen aus den diffusen, thermischen Emissionen der Lokalen Heißen Blase (LHB = local hot bubble) mit einer Temperatur von $T_{\text{LHB}} \approx 6 \cdot 10^5 \text{ K}$, innerhalb derer sich unser Sonnensystem befindet, und der die Milchstraße umgebenden, ausgedehnten, heißen Korona bei einer Temperatur von $T_{\text{cor}} \approx 2 \cdot 10^6 \text{ K}$ sowie dem weitgehend isotropen extragalaktischen Röntgenhintergrund, der von Quellen wie z.B. aktiven galaktischen Kernen (AGN = active galactic nuclei) herrührt [Kerp, 1997; Freyberg, 1997]. Der neutrale Wasserstoff der HVCs und der Lockman-Schicht absorbiert die weiche Röntgenstrahlung mit Energien $E \leq 0.19 \text{ keV}$ fast vollständig und läßt dadurch das gemessene Röntgenspektrum härter werden [Kerp, 1997; Zimmer, 1996]. Ein deutliches Beispiel hierfür ist der „Röntgenshatten“ der Draco-Wolke [Snowden et al., 1991]. Im Gegensatz dazu wurden in ROSAT-Aufnahmen jedoch auch erhöhte Röntgenemissionen in Assoziation mit HVCs nachgewiesen [Kerp et al., 1994; 1996; Kerp, 1997], insbesondere für die Komplexe C und M. Besonders auffällig ist die erhöhte Emission von Röntgenstrahlung an einer Kante der MI-Wolke, an der auch die Dichte der HI-Konturlinien zunimmt, somit also ein starker Dichtegradient im neutralen Wasserstoff vorliegt [Herbstmeier et al., 1995]. Diese Koinzidenz spricht stark dafür, daß die Röntgenstrahlung aus einer dünnen, extrem heißen ($T > 2 \cdot 10^6 \text{ K}$) Randschicht der HVCs stammt, die beim Zusammenstoß der Neutralgaswolken mit der Reynolds-Schicht entsteht [Kerp, 1997; Zimmer et al., 1997]. Man kann zeigen, daß eine Heizung dieser Randschicht durch Stoßwellen bei den auftretenden Relativgeschwindig-

keiten der HVCs nicht effektiv genug ist, um die Randschicht auf mehrere Millionen Kelvin aufzuheizen [Zimmer, 1996; Zimmer et al., 1997]. Eine solche Aufheizung ist nur denkbar durch den Prozeß der magnetischen Rekonnexion, bei dem magnetische Energie in thermische Energie umgesetzt wird [Zimmer, 1996] (vgl. Kapitel 3.5.1). Ein Schwerpunkt dieser Arbeit liegt auf der Ausbildung und Entwicklung der magnetischen Barriere um eine HVC (siehe Kapitel 3). Dabei wird auch die Frage nach dem Auftreten von magnetischer Rekonnexion in dieser Randschicht untersucht. Die Dissipation der magnetischen Energie durch Rekonnexion der Feldlinien findet im Falle der HVCs auf sehr kleinen Skalen ($\ll 0.2$ pc) statt [Kahn, 1997]. Auf diesen Skalen sind die Ionen von den Neutralgasteilchen entkoppelt, so daß die Plasmakomponente genug Energie aus dem Magnetfeld aufnehmen kann, um die benötigte Temperatur von 2 Millionen Kelvin zu erreichen. Die zur Rekonnexion nötige endliche Leitfähigkeit des Plasmas wird dabei durch magnetohydrodynamische Wellen hervorgerufen [Lesch, 1987]. Während für die Erklärung der erhöhten Röntgenemission eher die magnetische Rekonnexion am Bug der HVC von Bedeutung ist, steht in dieser Arbeit die magnetische Rekonnexion im magnetischen Schweif der HVC im Brennpunkt (vgl. Kapitel 3.5). Magnetische Rekonnexion an der Frontseite wird jedoch einer der Themenpunkte bei der Behandlung von Kometen in Kapitel 4 sein.

Als letztes sei noch erwähnt, daß auch molekularer, neutraler Wasserstoff H_2 in einigen HVCs nachgewiesen wurde [Bluhm et al., 2001; Richter et al., 1999]. Da die Bildung von H_2 im allgemeinen durch Staubteilchen geschieht, deutet dies auf eine höhere Metallizität der entsprechenden HVCs hin, was die im folgenden Unterkapitel diskutierte Hypothese einer „Galaktischen Fontäne“ als den Ursprung der HVCs stützt.

Entfernung der HVCs von der galaktischen Scheibe

Wie schon erwähnt spielen die Beobachtungen optischer Emissionslinien von HVCs, insbesondere von $H\alpha$, eine bedeutende Rolle bei der Bestimmung der Entfernung einer HVC von der galaktischen Scheibe der Milchstraße. Die Entfernung einer HVC vom Beobachter ist die entscheidende Unbekannte in den HVC-Beobachtungen. Von ihr hängen entscheidende physikalische Parameter der HVCs ab. So skalieren die physikalische Größe l wie der Abstand d , die Masse der HVC wie d^2 und die Dichte und der Druck wie d^{-1} [Wakker und van Woerden, 1997; Ferrara und Field, 1994]. Ebenso entscheidend ist die Kenntnis der Entfernung, um den Ursprung der HVCs zu bestimmen (vgl. nächstes Kapitel). Leider ist eine direkte Entfernungsbestimmung für HVCs nicht möglich, da sie keine stellare Komponente aufweisen (z.B. Hopp et al., 2002). Daher muß man auf indirekte Methoden und Modellvorstellungen zurückgreifen, will man einen Aufschluß über die Entfernung einer HVC haben.

Die bisher sicherste Methode der Entfernungsbestimmung ist die sogenannte Absorptionslinienmethode [Schwarz et al., 1995]. Bei dieser Methode bestimmt man eine obere Abstandsgrenze, indem man Absorptionslinien bei der Geschwindigkeit der HVC im Spektrum eines Sternes bekannter Entfernung entdeckt, was bedeutet, daß dieser Stern auf der Sichtlinie des Beobachters hinter der Wolke liegt. Eine untere Grenze läßt sich analog durch einen Stern bekannter Entfernung bestimmen, dessen Spektrum keine Ab-

sorption bei der HVC-Geschwindigkeit aufweist, der somit also vor der Wolke liegt. Die Methode liefert damit ein klares Entfernungskintervall für die HVC. Sie ist allerdings nicht ohne Schwierigkeiten. Die Hauptschwierigkeit besteht darin, daß aufgrund der großen Höhe der HVCs über der galaktischen Scheibe und der Seltenheit von Halosternen in dieser Höhe nur sehr wenige Sichtlinien zur Absorptionslinienmessung zur Verfügung stehen. Weiterhin ist nicht eindeutig bestimmt, daß ein Stern vor der Wolke liegt, wenn sein Spektrum keine entsprechende Absorptionslinien aufweist, da einerseits aufgrund der unbekanten Metallizität der meisten HVCs nicht klar ist, ob die betreffende Wolke überhaupt Absorption bei der untersuchten Linie aufweisen würde, und andererseits stets die Möglichkeit besteht, die z.T. sehr unförmigen und diffusen HVCs mit der Sichtlinie des Sternes zu verfehlen. Man muß daher bei der Absorptionslinienmethode mit größter Vorsicht zu Werke gehen. Aus diesem Grund können bis heute nur für zwei HVC-Komplexe wohlbestimmte Entfernungskintervalle angegeben werden: Komplex A befindet sich in einer Höhe $2.5 \text{ kpc} < z < 7 \text{ kpc}$ über der galaktischen Ebene [van Woerden et al., 1999], Komplex M befindet sich bei $1.5 \text{ kpc} < z < 4.4 \text{ kpc}$ [Danly et al., 1993]. Beide Komplexe liegen damit innerhalb des Halos der Milchstraße, was auf

HVCs	l	b	v_{LSR}	$D(\text{ kpc})$
Komplex M	182	62	-93	< 4
Komplex WE	329	-14	110	< 12.8
Komplex A	162	42	162	4-10
279-33+120	279	-33	120	< 50
Komplex C	90	45	-140	> 6.1
Wolke ACI	184	-12	-203	> 0.4
Cohen Stream	161	-47	-112	> 0.3
Wolke WW507	166	-45	-275	> 0.3
Komplex GCP	39	-13	99	> 0.3
Komplex L	347	35	-98	> 0.2
IVCs				
IV Arch	150	60	-60	0.8-1.9
IV Spur	237	74	-41	0.3-2.1
Komplex K	59	41	-70	< 6.8
LLIV Arch	155	42	-45	0.9-1.8
PP Arch	118	-58	-47	< 1.1
Komplex GP	63	-26	70	0.8-4.3

Tabelle 2.2: Liste der bekannten Entfernungskranken für HVCs [Putman, 2000]

einen galaktischen Ursprung im Rahmen des Fontänen-Modells (siehe *Abschnitt 2.2*) hindeutet. Für andere HVCs existieren z.T. obere oder untere Entfernungsgrenzen. Die Ergebnisse der bisherigen Absorptionslinienmessungen sind in *Tabelle 2.2* zusammengefaßt (vgl. *Putman, 2000; Wakker und van Woerden, 1997*).

Wegen der unbefriedigenden Zahl geeigneter Sichtlinien kann man seit Beginn der HVC-Beobachtungen über alternative Modelle zur Entfernungsbestimmung nachdenken. Darunter finden sich z.T. auch solche abwegigen Ideen wie die Entfernungsbestimmung der HVCs durch ihren gemessenen Öffnungswinkel, unter der sehr zweifelhaften Annahme, daß alle HVCs dieselbe räumliche Ausdehnung besitzen. Das wohl vielversprechendste Modell verwendet die beobachteten $H\alpha$ -Emissionen von HVCs, um im Rahmen galaktischer Modelle vom höhenabhängigen Strahlungsfeld des galaktischen Halos auf die Höhe z der HVCs über der galaktischen Scheibe zu schließen. Dabei nimmt man an,

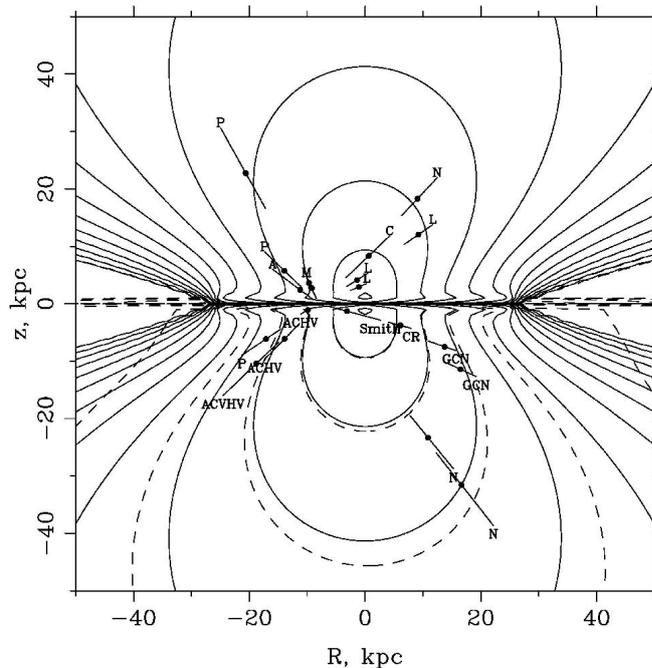


Abb. 2.8: Ein einfaches Modell für den ionisierenden Photonenfluß der Galaxie, mit Konturen von 1 bis $10^{6.5}$ Photonen $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ in 0.5 dex-Schritten. Die Positionen der HVCs sind mit Fehlerbalken angegeben. [*Weiner et al., 2002*]

daß Wolken innerhalb desselben Komplexes vergleichbare $H\alpha$ -Intensitäten besitzen [*Weiner et al., 2001*]. Die Idee des Modells ist dann die folgende: Ein Teil der Lyman-Kontinuumsstrahlung von heißen Sternen und OB-Sternen tritt aus der galaktischen Scheibe aus und ionisiert die äußere Schicht der HVCs. Da HI-HVCs optisch dicht gegen

LyC-Strahlung (LyC = Lyman Kontinuum) sind, ist die $H\alpha$ -Emission durch Rekombination proportional zum einfallenden LyC, nämlich 0.46 $H\alpha$ -Photonen pro LyC-Photon bei einer Temperatur von $T = 10^4$ K [Weiner et al., 2002]. Kennt man also den LyC-Fluß in Abhängigkeit von der Höhe z über der galaktischen Scheibe, so kann man aus der gemessenen $H\alpha$ -Emission die Höhe der HVCs bestimmen. Die hellsten Wolken in $H\alpha$ liegen danach innerhalb weniger Kiloparsec von der galaktischen Ebene, während die schwachen Emissionen von weit entfernten HVCs stammen. Weiner et al. (2002) entwickelten ein Modell für den LyC-Fluß der Galaxie ausgehend von einer exponentiellen Scheibe aus O-Sternen. Die Abbildung 2.8 zeigt die Flußkonturen dieses Modells zusammen mit den Ergebnissen für die Lage der HVCs. Als Eichung wurden hier die bekannten Entfernungen der Komplexe A und M verwendet. Das exponentielle Modell von Weiner et al. (2002) wurde von Bland-Hawthorn und Maloney (2002) verfeinert, indem sie eine Scheibe mit Spiralarmen aus OB-Sternen ansetzten und weiterhin den stellaren Galaxiekern, den heißen Halo, die Magellanschen Wolken und den kosmischen Hintergrund berücksichtigten. Besonders bei HVCs in großer Entfernung von der galaktischen Scheibe muß der kosmische Hintergrund mitberücksichtigt werden. Allgemein wird angenommen, daß jenes metagalaktische Strahlungsfeld mit Photonenenergien jenseits von 1 Ryd (1 ryd = 13.6 eV), das von den AGNs aller Rotverschiebungen ausgesendet wird, dafür verantwortlich ist, daß sich die Mehrheit des intergalaktischen Gases in hochionisierten Zuständen befindet [Vogel et al., 1995]. Um den Einfluß der metagalaktischen ionisierenden Strahlung auf die $H\alpha$ -Emission von HVCs ermitteln zu können, bestimmten Vogel et al. (1995) und Donahue et al. (1995) durch Messung der $H\alpha$ -Emission von intergalaktischen HI-Wolken eine obere Grenze für die lokale metagalaktische Photoionisationsrate ($\Gamma < 2 \cdot 10^{-13} \text{ s}^{-1}$). Mithilfe des metagalaktischen Strahlungsfeldes läßt sich nun bestimmen, ob eine HVC innerhalb des Halos der Milchstraße liegt — wenn ihre $H\alpha$ -Emission mit dem metagalaktischen Strahlungsfeld nicht kompatibel ist — oder vielmehr ein Teil der Lokalen Gruppe ist, so wie dies Tufte et al. (2002) am Beispiel von fünf HVCs getan haben. Bland-Hawthorn und Maloney (2002) finden anhand ihres Modells, daß sich die Mehrzahl der HVCs in einem Abstand von weniger als 50 kpc von der Sonne und somit innerhalb des galaktischen Halos befinden, und stützen damit das Fontänenmodell. Ein beeindruckendes Beispiel der Entfernungsbestimmung durch $H\alpha$ -Messungen ist die Smith-Wolke, deren Entfernung von der Sonne von Bland-Hawthorn et al. (1998) mit 26 ± 4 kpc angegeben wird.

Eine Schwäche der $H\alpha$ -Methode besteht darin, daß nicht immer leicht zu unterscheiden ist, ob die Ionisation durch extragalaktische, galaktische oder lokale Quellen stattfindet, und inwieweit die HVC durch das intergalaktische Medium gegen die einzelnen Quellen abgeschirmt ist. So werden wir in Kapitel 2.3 zeigen, daß die Ionisation des neutralen Wasserstoffes durch den kritischen Geschwindigkeitseffekt die $H\alpha$ -Emission von HVCs deutlich erhöhen kann und damit die Schlußfolgerungen aus dem $H\alpha$ -Modell zu relativieren sind. $H\alpha$ -helle HVCs müssen nun nicht unbedingt nahe der galaktischen Scheibe sein, wie sich dies z.B. an den HVCs des Magellanschen Stromes äußert [Weiner et al., 2002].

Gerade die Abschirmung einer HVC gegen die ionisierende Strahlung läßt sich jedoch in einem verwandten Modell zur Entfernungsbestimmung von HVCs verwenden. Ferrara

und Field (1994) untersuchen die Ionisationsstruktur von neutralen Wasserstoffwolken im galaktischen Halo, um aus dem Vorliegen einer sogenannten *Hülle-Kern-Struktur* der HVC, also eines kühlen Kerns umgeben von einer wärmeren Randschicht, auf die Entfernung der HVC zu schließen. In ihrem Modell betrachten sie Neutralgaswolken, die sich im Druckgleichgewicht mit dem sie umgebenden heißen Medium befinden und dabei der Ionisation durch das extragalaktische Strahlungsfeld (EBR = extragalactic background radiation), bestehend aus dem stellaren Strahlungsfeld der Scheibe, der Quasar-Komponente und dem Röntgenhintergrund, ausgesetzt sind. Durch Lösen der statischen thermischen und Ionisationsbilanzgleichungen einer Wolke im isotropen Strahlungsfeld berechnen sie das Ionisations- und Temperaturprofil der Neutralgaswolke in Abhängigkeit von deren Säulendichte N_{HI} und dem Druck p des Haloplasmas. Sie finden, daß mit zunehmender Größe der Wolke der Selbstabschirmungseffekt gegen die ionisierende Strahlung zunimmt und somit Temperatur und Ionisationsgrad im Inneren der Wolke abnehmen. Schließlich finden sie eine kritische Säulendichte N_{HI}^c , oberhalb derer ein zentraler Kondensationskern mit hoher Dichte $n \sim 40 \text{ cm}^{-3}$ und sehr geringer Temperatur $T \sim 20 \text{ K}$ vollständig gegen die äußere Strahlung abgeschirmt ist, so daß die HVC eine ausgeprägte Hülle-Kern-Struktur aufweist. Solche Wolken bestehen also aus einer zusammengesetzten Struktur, bestehend aus einem neutralen Kern umgeben von einer warmen Hülle, die als Übergangsschicht zum äußeren, heißen Plasma fungiert. Die kritische Säulendichte hängt dabei stark vom Druck des äußeren Mediums ab. Für den kleinsten untersuchten Druck von $p = 10^{-15} \text{ erg cm}^{-3}$ findet man Hülle-Kern-Strukturen nur für Wolken mit einer Ausdehnung $l \gtrsim 30 \text{ kpc}$, also in Galaxiengröße. Dies läßt den Rückschluß zu, daß die beobachteten Hülle-Kern-Strukturen (z.B. Braun und Burton, 2000) nicht Elemente der Lokalen Gruppe sein können, da dort der Plasmadruck diesen niedrigen Wert annimmt. Ferrara und Field (1994) zeigen, daß die kritische Säulendichte für einen typischen Halodruck von $p = 10^{-13} \text{ erg cm}^{-3}$ grob dem folgenden Gesetz gehorcht:

$$N_{\text{HI}}^c = N_1 \sqrt{l_{\text{pc}}} , \quad (2.3)$$

wobei $N_1 = 3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ eine Konstante und $l_{\text{pc}} = l / \text{pc}$ die Ausdehnung der Wolke in Parsec ist. Die Entfernungsbestimmung für eine Hülle-Kern-HVC erfolgt dann nach dem folgenden Schema: Man mißt zunächst die Säulendichte in der Randschicht einer solchen HVC. Diese entspricht damit der kritischen Säulendichte N_{HI}^c . Aus der kritischen Säulendichte berechnet man unter Annahme des Halodrucks nach Gleichung (2.3) die lineare Ausdehnung der Randschicht und mit dem Winkeldurchmesser θ derselbigen schließlich die Entfernung Δ nach der Relation $\Delta = l/2\theta$.

Einen ähnlichen Zugang wählen Wolfire et al. (1995). Sie berechnen die thermische Gleichgewichtstemperatur eines Neutralgaswolke, die der galaktischen kosmischen Strahlung, dem galaktischen und dem extragalaktischen Strahlungsfeld ausgesetzt ist, unter Berücksichtigung der photoelektrischen Heizung an kleinen Staubteilchen. Eine HVC existiert dann als stabile Zwei-Phasen-Struktur (Hülle-Kern-Struktur), wenn ihr Phasendiagramm (thermischer Druck p gegen Wasserstoff-Teilchendichte n) zwei stabile Lösungen (n_i, T_i) zu einem vorgegebenen Druck p besitzt. Die Existenz eines solchen Multiphasenmediums ist dabei stark vom Druck des umgebenden Haloplasmas und der

Metallizität der HVC abhängig. [Wolfire et al. \(1995\)](#) nehmen einen isothermen Halo mit Temperaturen $T = 10^6$ K bzw. $T = 2 \cdot 10^6$ K an, der sich im hydrostatischen Gleichgewicht befindet. Die Abbildung 2.9 zeigt den Verlauf des Drucks p mit der Höhe z über der galaktischen Scheibe für diese beiden Temperaturen. Damit liegen die typischen

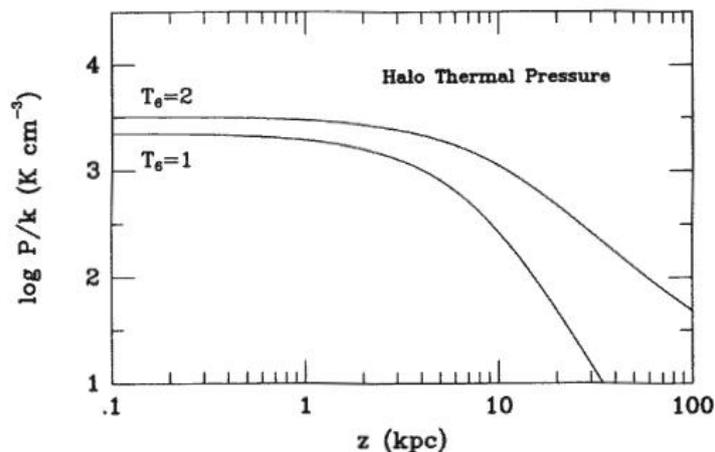


Abb. 2.9: Der thermische Druck p/k_B in einem isothermen galaktischen Halo im hydrostatischen Gleichgewicht gegen die Höhe z für die Temperaturen $1 \cdot 10^6$ K ($T_6 = 1$) und $2 \cdot 10^6$ K ($T_6 = 2$) [[Wolfire et al., 1995](#)]

Plasmodichten im Halo im Bereich von etwa $5 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^{-3}$ bis 10^{-3} cm^{-3} . [Wolfire et al. \(1995\)](#) zeigen, daß kalte Kerne weder für sehr geringe Metallizitäten noch für Entfernungen größer als ~ 20 kpc zu erwarten sind, so daß die beobachteten Hülle-Kern-HVCs weder primordialen Ursprungs noch Elemente der Lokalen Gruppe sein können. Ihr Ergebnis deckt sich mit der Beobachtung, daß die HVCs des Magellanschen Stromes keine kalten Kerne aufweisen [[Mebold et al., 1991](#)]. Jedoch haben beide Hülle-Kern-Modelle zwei Schwächen: Sie nehmen einen galaktischen Halo im hydrostatischen Gleichgewicht an, was unter Berücksichtigung des Einfalls von HVCs, Ausströmens von Supernovae-Winden und der Magnetisierung des Halos durch galaktische Magnetfelder eher unwahrscheinlich erscheint [[Boulares und Cox, 1990](#)]. Desweiteren wird in dieser Arbeit gezeigt, daß HVCs durchaus nicht im thermischen Druckgleichgewicht sein müssen, wenn sie durch den Druck einer magnetischen Barriere stabilisiert werden. Der Einfluß der Magnetfelder entschärft die Bedingung an die Plasmodichte und läßt damit auch größere Entfernungen für Hülle-Kern-HVCs zu.

Zu guter Letzt soll hier noch ein Modell von [Benjamin \(1999\)](#) diskutiert werden, welches auf der Abbremsung der HVCs durch das Haloplasma beruht. Er zeigt, daß HVCs mit Säulendichten $N_{\text{HI}} \lesssim 10^{19} \text{ cm}^{-2}$ bei ihrem Fall durch den galaktischen Halo eine

Endgeschwindigkeit v_t erreichen, deren Betrag mit zunehmender Höhe über der galaktischen Scheibe zunimmt. Damit Neutralgaswolken außerhalb der galaktischen Scheibe nicht durch ihre innere Thermik zerfließen, müssen sie von einem externen, ionisierten Medium umgeben sein, daß sie im Druckgleichgewicht hält, sich also in einem heißen Halo befinden [Spitzer, 1956]. Benjamin und Danly (1997) betrachten nun eine HVC, die in z -Richtungen unter dem Einfluß des galaktischen Gravitationspotentials durch den galaktischen Halo fällt und dabei eine hydrostatische Reibung erfährt, die der Einfachheit halber proportional zum Geschwindigkeitsquadrat v^2 der HVC angesetzt wird. Die Bewegungsgleichung lautet dann

$$m_c \frac{dv_c}{dt} = \frac{1}{2} C_D \rho_h(z) [v_c - v_h(z)]^2 A_c - m_c g(z) . \quad (2.4)$$

Hierbei bezeichnen m_c , A_c und v_c die Masse, Querschnittsfläche und Geschwindigkeit der HVC, $\rho_h(z)$, $v_h(z)$ und $g(z)$ die Halogasdichte und -geschwindigkeit, sowie die Beschleunigung bei einer Höhe z über der galaktischen Ebene. Der Reibungskoeffizient C_D beschreibt den Impulsübertrag von der Wolke auf das Haloplasma und wird von Benjamin und Danly (1997) der Einfachheit halber zu 1 angesetzt. Die HVC sieht sich während des Fallens somit einer Verlangsamung durch den Staudruck und einer Beschleunigung durch die Gravitation ausgesetzt; sie fällt damit nicht rein ballistisch. Bei geeignetem Dichteverhältnis Wolke:Plasma können sich diese beiden Kräfte kompensieren, so daß $dv_c/dt = 0$ gilt. Die HVC erreicht damit ihre Endgeschwindigkeit v_t . Im einfachsten Fall eines Halos ohne Vertikalströmungen ($v_h \equiv 0$) ist diese durch

$$v_t(z) = \sqrt{\frac{2g(z) N_{\text{HI}}}{C_D f_c n_h(z)}} \quad (2.5)$$

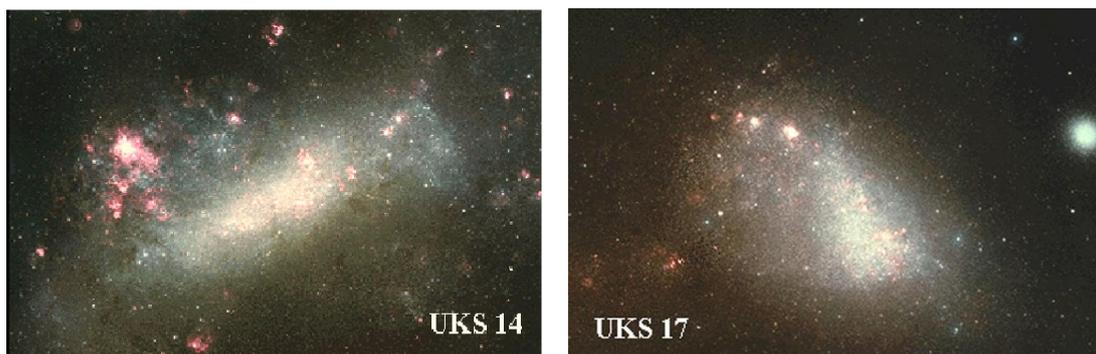
gegeben, wobei $f_c = N_{\text{HI}}/(N_{\text{HI}} + N_{\text{HII}})$ der Neutralgasanteil der Wolke ist.

Besitzt man nun Kenntnis von der vertikalen Schichtungsstruktur $n_h(z)$ und $g(z)$ des galaktischen Halos, so lassen sich für Wolken, die ihre Endgeschwindigkeit erreicht haben, die Entfernungen von der galaktischen Scheibe nach Gleichung (2.5) berechnen. Aber genau hier liegt das Problem. Die Dichtestruktur des galaktischen Halos ist bis zum heutigen Zeitpunkt weitgehend unbekannt. Zwar läßt sich mit Pulsardispersionsmessungen die Dichte des WIM (warm ionized medium) punktuell bestimmen [Reynolds, 1993; Han und Wielebinski, 2002], jedoch ergeben die bisher gesammelten Daten keineswegs ein geschlossenes Bild von der Struktur des u.a. als porös angenommenen Halos. Benjamin und Danly (1997) gehen in ihrem Modell von einem Halo aus drei Komponenten aus: der Reynolds-Schicht aus warmen, ionisierten Wasserstoff, der Lockman-Schicht aus neutralem HI und einer isothermen, heißen Halokomponente nach Wolfire et al. (1995). Ihre Ergebnisse stimmen mit den Entfernungsintervallen für den Komplex M und den IV Arch überein. Insgesamt liefert das Modell recht gute Ergebnisse. Daher schlagen Benjamin (1999) vor, das Modell in umgekehrter Richtung anzuwenden, und HVCs mit bekannten Entfernungen zu benutzen, um die Dichtestruktur des Halos zu bestimmen. Dies ist besonders dann sinnvoll, wenn sich die HVCs mehrere Kiloparsec über der Ebene befinden und somit keine direkte Messung der Halodichte möglich

ist. [Benjamin \(1999\)](#) führen als Unterstützung für ihr Staudruckmodell der Abbremsung von HVCs die in der IRAS Durchmusterung beobachteten kometenartigen Kopf-Schweif-Strukturen mehrerer HVCs ins Feld [[Odenwald, 1988](#)]. Dennoch bleiben mehrere Fragen offen. Zunächst ist unklar, ob die HVCs während ihres Falles ihre Form beibehalten. Numerische Simulationen zeigen, daß HVCs durch Kelvin-Helmholtz- und Rayleigh-Taylor-Instabilitäten zerreißen können (z.B. [Klein et al., 1994](#); [Mac Low et al., 1994](#); [Xu und Stone, 1995](#)). In der vorliegenden Arbeit werden zwar numerische Simulationen vorgestellt, die zeigen, daß bereits ein schwaches Magnetfeld ausreicht, um HVCs gegen Strömungsinstabilitäten zu stabilisieren, dennoch verändert sich ihre Form und damit auch ihr Widerstandswert C_D im Laufe der Zeit erheblich. Zudem ist a priori nicht klar, ob eine HVC nun ihre endgültige Fallgeschwindigkeit erreicht hat oder nicht. Somit sind auch bei diesem Modell wie bei den beiden anderen Entfernungangaben von HVCs stets mit einem großen Unsicherheitsfaktor zu versehen. Fallgeschwindigkeiten größer als 500 km s^{-1} schließt das Einfallmodell vollständig aus, da diese Geschwindigkeit der galaktischen Fluchtgeschwindigkeit entspricht [[Binney und Tremaine, 1987](#); Seite 89]. Es bleibt die Gewißheit, daß ein verbessertes Verständnis der Dynamik von HVCs unabdingbar ist, um die bestehenden Modelle zur Entfernungsbestimmung zu differenzieren und zu verfeinern. Diese Arbeit soll dazu einen Beitrag leisten.

Magellanscher Strom

Eines der am besten untersuchten Systeme von HVCs ist der 1965 von [Dieter \(1965\)](#) entdeckte *Magellansche Strom*. Bei diesem Objekt handelt es sich um ein langgezogenes



(a) Large Magellanic Cloud (LMC)

(b) Small Magellanic Cloud (SMC)

Abb. 2.10: Die große (LMC) und kleine (SMC) Magellansche Wolke im Sichtbaren (Quelle: <http://antwrp.gsfc.nasa.gov/apod/>)

Filament von HI-Wolken mit hohen Geschwindigkeiten, welches sich von den Magellanschen Wolken aus über 100° über den gesamten südlichen Himmel erstreckt und dabei den Südpol passiert [Mathewson et al., 1987; Weiner und Williams, 1996]. Die Kette von HVCs ist ein Beleg für die Wechselwirkung der Milchstraße mit den sie begleitenden beiden Zwerggalaxien, den Magellanschen Wolken. Die Abbildung 2.10 zeigt die beiden Magellanschen Wolken im sichtbaren Bereich. Der exakte Bildungsprozeß des Magellanschen Stromes ist ein bis heute nicht eindeutig gelöstes Problem. Nachdem zunächst angenommen wurde, daß der Magellansche Strom den Magellanschen Wolken auf ihrem Orbit um die Milchstraße voraussieht [Lin und Lynden-Bell, 1977], gilt heute als gesichert, daß er als aus den Magellanschen Wolken herausgerissener HI-Gasstrom diesen hinterherhängt [Lin et al., 1995; Putman, 2000]. Die Abbildung 2.11 zeigt eine schematische Darstellung der relativen Lage des Magellanschen Stromes zu den Magellanschen Wolken und der Milchstraße. Das aus den Magellanschen Wolken durch Wechselwirkung mit der Milchstraße herausgerissene Gas hinkt diesen auf ihrer Bahn um die Milchstraße hinterher und regnet schließlich als Hochgeschwindigkeitswolken unter dem Einfluß des galaktischen Gravitationspotentials auf die galaktische Scheibe nieder (z.B. Gardiner

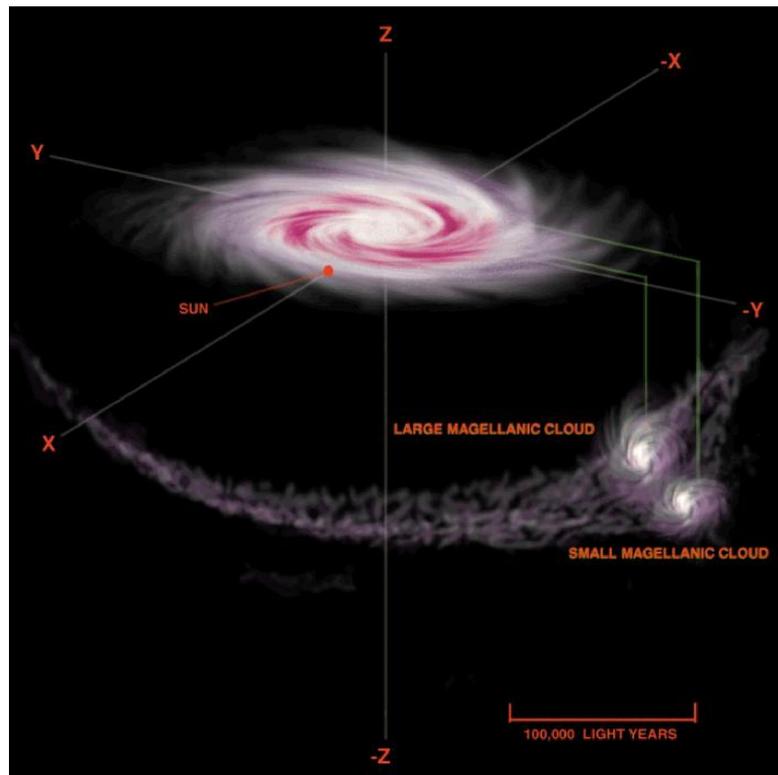


Abb. 2.11: Schematische Darstellung der relativen Lage von Magellanschem Strom, Magellanschen Wolken und Milchstraße (Quelle: <http://antwrp.gsfc.nasa.gov/apod/>)

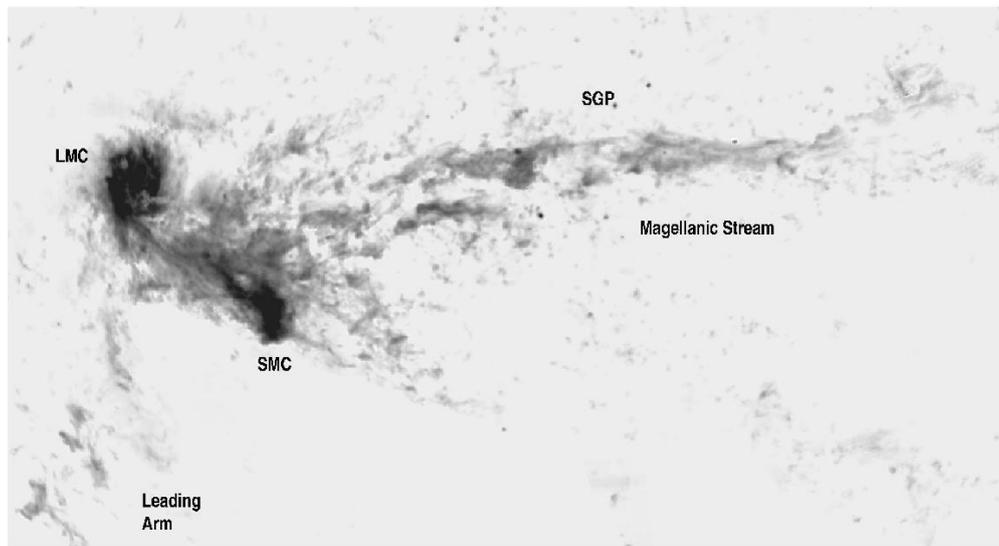


Abb. 2.12: Das Magellansche System in der HIPASS-Himmelsdurchmusterung [Putman, 2000]

et al., 1994). Daß es sich beim Magellanschen Strom um den ausgedehnten Teil „einer Brücke und eines Schweifes“ der Magellanschen Wolken handelt, die durch Gezeitenwechselwirkung der Magellanschen Wolken mit der Milchstraße entstanden sind, wurde erstmals von Toomre und Toomre (1972) vorgeschlagen. Dafür, daß der Magellansche Strom tatsächlich aus dem System der beiden Magellanschen Wolken hervorgegangen ist, sprechen mehrere Beobachtungen. So passen abgesehen von der engen räumlichen Beziehung des Stromes zu den beiden Wolken auch die entlang des Magellanschen Stromes gemessenen radialen Geschwindigkeiten stetig zu den HI-Geschwindigkeiten der Gashülle zwischen den beiden Magellanschen Wolken [McGee und Milton, 1966]. Darüber hinaus befindet sich der Magellansche Strom in der Orbitalebene der großen Magellanschen Wolke [Lin et al., 1995]. Der Orbit der beiden Magellanschen Wolken liegt senkrecht zur Scheibe der Milchstraße. Dies erklärt die sehr lange Zeitspanne (ca. 15 Milliarden Jahre [Gardiner et al., 1994]), über die die Magellanschen Wolken gravitativ an die Milchstraße gebunden sind, ohne vollständig akkretiert worden zu sein. Ihr Orbit ist dabei stark exzentrisch mit einem perigalaktischen Abstand von etwa 45 kpc und einer apogalaktischen Entfernung von etwa 120 kpc [Gardiner und Noguchi, 1996]. Die Orbitalperiode beträgt weniger als eine Milliarde Jahre [Lin et al., 1995].

Das gesamte Magellansche System, bestehend aus der großen und der kleinen Magellanschen Wolke, dem Magellanschen Strom, der Brücke und dem sogenannten „Leading Arm“ ist in HI in Abbildung 2.12 dargestellt. Man erkennt deutlich die unregelmäßige Form der beiden Begleitergalaxien, insbesondere der kleinen Magellanschen Wolke. Die Abbildung 2.13 zeigt die relative Lage des Magellanschen Systems zur galaktischen Scheibe. Schön zu erkennen ist der Winkel von etwa 60° zwischen den Richtungen des Magellanschen Stromes und des Leading Arms, welcher in reinen Gezeitenwechselwirkungs-

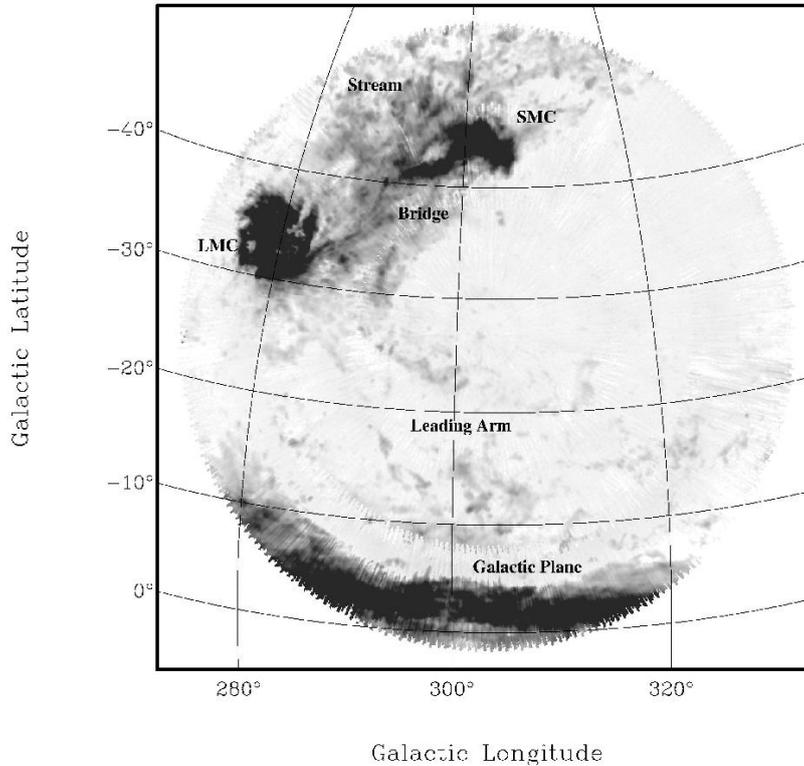


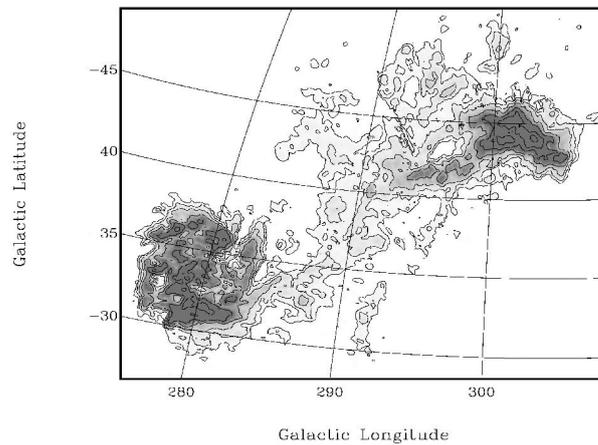
Abb. 2.13: HI-Gas mit Geschwindigkeiten im Bereich $v_{\text{LSR}} \approx 82\text{--}400 \text{ km s}^{-1}$ um den südlichen Himmelspol [Putman et al., 1999]

modellen nur schwer zu reproduzieren ist [Putman, 2000; Abschnitt 3.4.1].

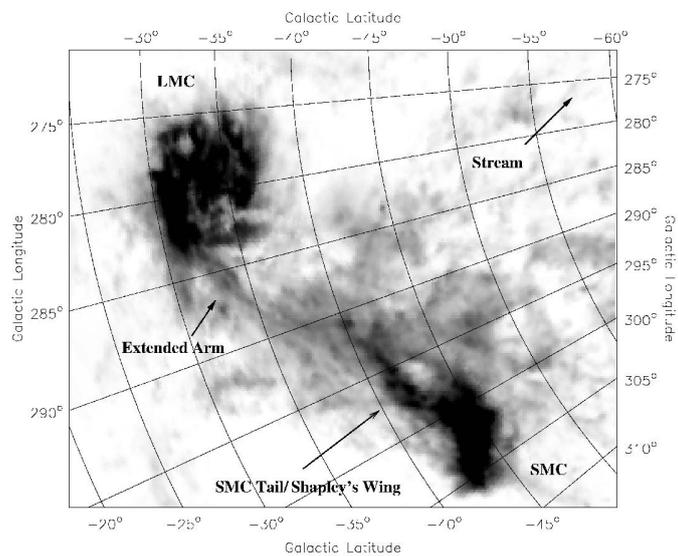
Zur Erklärung der Entstehung des Magellanschen Stromes existieren derzeit zwei konkurrierende Modelle: das *Gezeitenmodell* und das *Staudruckmodell*.

Im Gezeitenmodell, welches erstmalig von Lin und Lynden-Bell (1977) vorgestellt wurde, entsteht der Magellansche Strom durch gravitative Wechselwirkung (Gezeitenwechselwirkung) der Milchstraße mit den beiden Magellanschen Wolken und der beiden Magellanschen Wolken untereinander. Numerische Testteilchensimulationen des Systems aus Magellanschen Wolken und Milchstraße, welche im Laufe der Jahre schrittweise verfeinert wurden [Gardiner et al., 1994; Lin et al., 1995; Gardiner und Noguchi, 1996], legen die Vermutung nahe, daß es sich bei den Magellanschen Wolken um eine seit 15 Milliarden Jahren gravitativ gebundene Binärgalaxie handelt, deren nahe Begegnung mit der Milchstraße vor etwa 1.5 Milliarden Jahren eine intensive Gezeitenwechselwirkung zur Folge hatte, die große Mengen an Gas, jedoch keine Sterne, aus den Magellanschen Wolken herauslöste. Aus diesem HI-Gas bildeten sich während des darauffolgenden Umlaufs der Magellanschen Wolken der Magellansche Strom und der Leading Arm. Die Ausbildung des Leading Arms ist dabei eine natürliche Folge der Gezeitenwechselwir-

kung [Putman et al., 1999]. Während eines späteren nahen Zusammentreffens der beiden Magellanschen Wolken mit einem Abstand von ca. 7 kpc vor etwa 200 Millionen Jahren



(a) Helligkeitstemperaturen von LMC, Brücke und SMC im Bereich $v_{\text{LSR}} = 82\text{--}400 \text{ km s}^{-1}$ [Putman et al., 1999]



(b) HI-Säulendichte der Magellanschen Wolken und der Brücke von $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ (hellgrau) bis 10^{21} cm^{-2} (schwarz) [Putman, 2000]

Abb. 2.14: Gezeitenwechselwirkung zwischen den beiden Magellanschen Wolken

bildeten sich zusätzliche die HI-Brücke zwischen den beiden Wolken und der Extended Arm aus, die in Abbildung 2.14 dargestellt sind [Gardiner und Noguchi, 1996]. Die Abbildung zeigt auch deutlich, daß die große Magellansche Wolke eine spiralförmige Struktur aufweist, während ihre kleine Schwester völlig unförmig ist. Dies deckt sich mit den Beobachtungen aus den numerischen Simulationen, nach denen das Material zur Bildung des Magellanschen Stromes fast vollständig aus der kleinen Magellanschen Wolke stammt [Gardiner et al., 1994; Gardiner und Noguchi, 1996]. Gardiner et al. (1994) verwenden in ihren Simulationen ein Modell von Murai und Fujimoto (1980), nach dem die Galaxie einen massiven Halo besitzt, der sich bis zu einer Entfernung von 200 kpc vom galaktischen Zentrum ausdehnt. Den Simulationen zufolge befinden sich die Magellanschen Wolken und damit der Kopf (MS I) des Magellanschen Stromes in der Nähe des Perigalaktikums in einer Entfernung von 50–60 kpc, also innerhalb dieses Halos [Weiner und Williams, 1996].

Ein solch ausgedehnter Halo der Milchstraße ist auch der Ausgangspunkt der Staudruckmodelle [Moore and Davis, 1994]. In diesen entsteht der Magellansche Strom aus Gas geringer Säulendichte, welches beim Durchgang der Magellanschen Wolken durch den

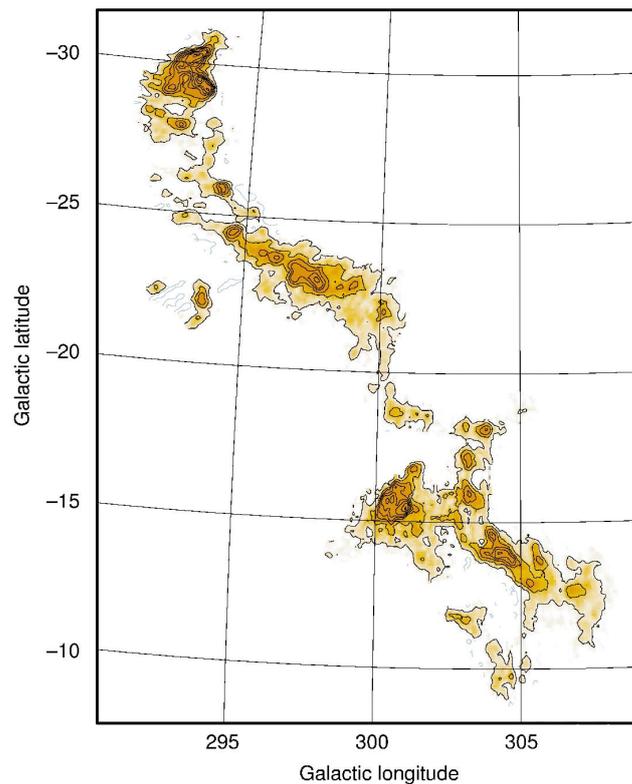


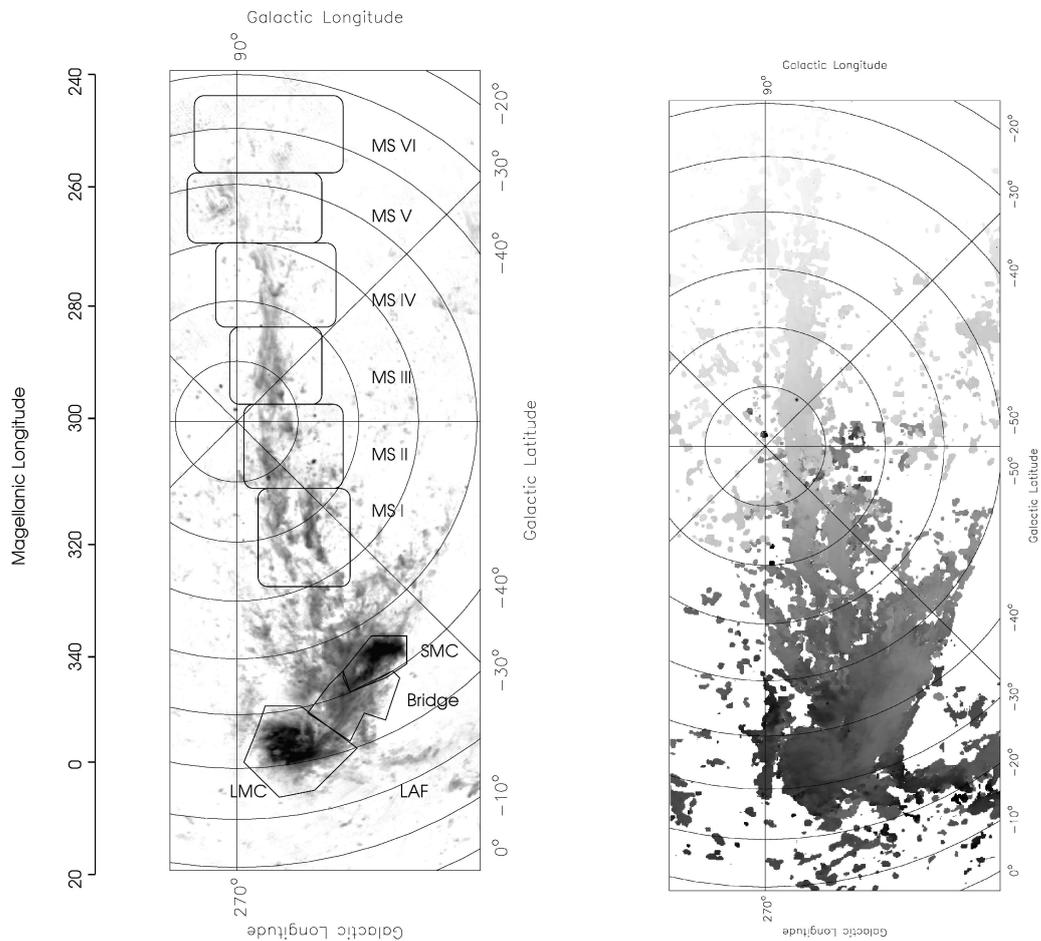
Abb. 2.15: Detailansicht des Leading Arms in HI [Putman et al., 1998]

ausgedehnten Halo der Milchstraße vor etwa 500 Millionen Jahren von diesen durch den Staudruck des Haloplasmas abgestreift wurde. Der von [Moore and Davis \(1994\)](#) angenommene diffus ionisierte Halo besitzt eine Virialtemperatur von $T = 2.2 \cdot 10^6$ K. Das abgestreifte Material entfernt sich im Magellanschen Strom immer weiter von den Magellanschen Wolken und regnet unter dem Einfluß der Gravitation auf die Scheibe der Milchstraße nieder, wobei es negative radiale Geschwindigkeiten von bis zu -200 km s^{-1} annimmt.

Beide Modelle weisen Diskrepanzen zu den Beobachtungen auf. So läßt sich im Gezeitenmodell nicht erklären, wieso keine Sterne im Magellanschen Strom gefunden wurden [[Moore and Davis, 1994](#); [Wayte, 1991](#)]. Andererseits ist im Staudruckmodell die Bildung eines vorauseilenden Stromes nicht erklärbar. Die Entdeckung des Leading Arms und seines Bezuges zum Magellanschen System [[Putman et al., 1998](#); [1999](#); [Putman und Gibson, 1999](#); [Putman, 2000](#)] stützt daher die Gezeitenmodelle. Beim Leading Arm handelt es sich um eine HI-Kette, die sich bei einer beobachteten Geschwindigkeit von $v_{\text{LSR}} \approx 310 \text{ km s}^{-1}$ über 25° von den Magellanschen Wolken hinweg ausdehnt ([Abb. 2.15](#)) [[Putman et al., 1998](#)]. Er schließt mit der Richtung des Magellanschen Stromes einen Winkel von etwa 60° ein [[Gardiner, 1999](#)] und besitzt etwa ein Viertel der Dicke und etwa ein Zwanzigstel der Masse des Magellanschen Stromes [[Putman et al., 1999](#)]. Der Winkel zwischen den beiden Strömen läßt sich in reinen Gezeitenmodellen nicht erklären. Daher kombiniert man in neueren Modellen die gravitative Wechselwirkung mit einem kleinen hydrodynamischen Druck im Sinne der Staudruckmodelle [[Gardiner, 1999](#); [Li und Thronson, 1999](#); [Maddison et al., 2002](#)]. Obwohl die Dichte des heißen Haloplasmas in der Umgebung der Magellanschen Wolken, wie man sie aus der diffusen, weichen Röntgenhintergrundstrahlung schließt [[Fabian, 1990](#)], nicht ausreicht, um die Bildung des Magellanschen Stromes durch hydrodynamische Reibung zu erklären, so kann man unter Hinzunahme dieses schwachen Reibungseinflusses u.a. den Winkel des Leading Arms in numerischen Simulationen reproduzieren. Dazu verwendet man sogenannte SPH-Codes (SPH = smoothed particle hydrodynamics), die Testteilchen mit gasdynamischen Effekten kombinieren [[Li und Thronson, 1999](#)]. Einer der Hauptunterschiede zwischen den Ergebnissen der Gezeiten- und der Staudruckmodelle besteht in der vorhergesagte Entfernung der Spitze (MS VI) des Magellanschen Stromes (des am weitesten von den Magellanschen Wolken entfernten Punktes). Während Gezeitenmodelle diese Spitze in einer Entfernung von 60–70 kpc sehen [[Gardiner, 1999](#)], sagen Staudruckmodelle eine Entfernung von nur ca. 20 kpc voraus [[Moore and Davis, 1994](#)]. [Putman et al. \(1999\)](#) schlagen vor, Messungen der $\text{H}\alpha$ -Emission der Spitze des Magellanschen Stromes zu verwenden, um dessen Entfernung zu bestimmen. Die $\text{H}\alpha$ -Messungen entlang des Magellanschen Stromes widersprechen jedoch den üblichen Photoionisationsmodellen und sind daher ungeeignet, Entfernungen zu bestimmen. In [Kapitel 2.3](#) werden wir anhand des kritischen Geschwindigkeitseffektes zeigen, daß die Ionisation von neutralem Wasserstoff bei ausreichend hohen Relativgeschwindigkeiten vom Photonenhintergrund entkoppeln kann und dann nur noch von den Neutralgas- und Plasmadichten, sowie den Magnetfeldstärken abhängt.

Der Magellansche Strom stellt sich im südlichen Himmel als eine langgestreckte Kette von HI-Wolken dar, die durch HI-Gas geringerer Säulendichte miteinander verbunden

sind [Weiner und Williams, 1996]. Er besteht aus zwei Unterströmen, deren geometrisches Verhältnis zueinander noch nicht eindeutig bestimmt ist [Putman, 2000; Kapitel 6.10], die sich aber sehr wahrscheinlich aufgrund der Bewegung der Magellanschen Wolken um deren Schwerpunkt umeinander winden [Brüns et al., 2000b]. Auf kleinen Skalen zeigt der Magellansche Strom eine filamentartige Struktur parallel zu seiner Richtung [Mirabel et al., 1979]. Entlang dieser Filamente weist der Strom meh-



(a) Logarithmische HI-Säulendichte von $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ bis $6 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ im Bereich $v_{\text{LSR}} = -450$ – 400 km s^{-1} für das Magellansche System [Putman, 2000]

(b) Geschwindigkeitsverteilung des Magellanschen Stromes von $v_{\text{LSR}} = -450 \text{ km s}^{-1}$ (hellgrau) bis $+380 \text{ km s}^{-1}$ (dunkelgrau) [Putman, 2000]

Abb. 2.16: Struktur und Geschwindigkeiten des Magellanschen Stromes

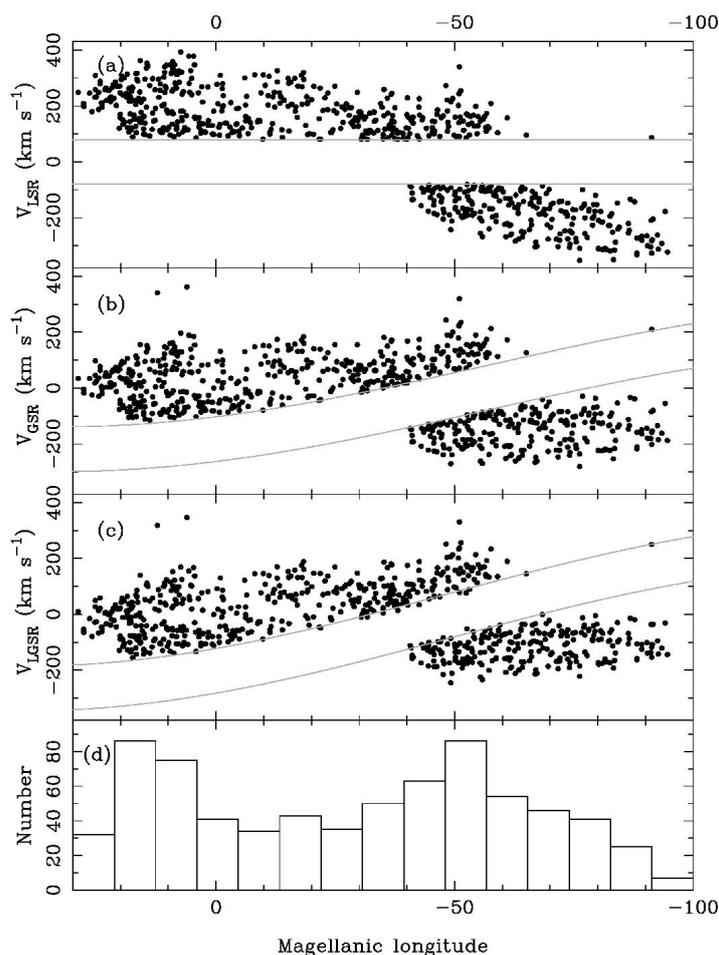


Abb. 2.17: Geschwindigkeitsverteilung der HVCs des Magellanschen Stromes im lokalen, galaktischen und dem Bezugssystem der Lokalen Gruppe [Putman, 2000]

rere wolkenförmige HI-Konzentrationen auf, die Magellanschen Hochgeschwindigkeitswolken. Sie wurden durch Mathewson et al. (1977) mit den Bezeichnungen MS I bis MS VI, ausgehend von den Magellanschen Wolken, numeriert. Die Abbildung 2.16(a) zeigt den Magellanschen Strom und die Regionen der HVCs MS I–VI. Bei höherer Auflösung zerfallen die einzelnen HVCs in kleinere Wolken, die sich entlang der Filamente ausrichten [Putman, 2000]. Obwohl sich die radiale Geschwindigkeit entlang des Magellanschen Stromes dramatisch von $v_{\text{LSR}} \approx +250 \text{ km s}^{-1}$ in der Nähe der Magellanschen Brücke zu $v_{\text{LSR}} \approx -400 \text{ km s}^{-1}$ an seiner nördlichen Spitze ändert [Brüns et al., 2000b], sind die radialen Geschwindigkeiten innerhalb jeder Wolke näherungsweise konstant [Mirabel et al., 1979]. Die Abbildung 2.16(b) zeigt die Geschwindigkeitsverteilung des HI-Gases entlang des Magellanschen Stromes. Die großskalige Variation der LSR-Geschwindigkeiten entlang des Stromes kommt im wesentlichen durch die Pro-

jektion auf den sich ändernden Sichtlinienvektor des Beobachters zustande, was man deutlich aus dem Vergleich der Geschwindigkeitsverteilungen der Magellanschen HVCs in unterschiedlichen Bezugssystemen erkennen kann (Abb. 2.17). Danach ist die systematische Geschwindigkeitsänderung mit der Magellanschen Länge am deutlichsten im LSR-System zu sehen. Innerhalb der Wolken MS I–VI treten wie erwähnt kaum Geschwindigkeitsgradienten auf, $\Delta v < 5 \text{ km s}^{-1}$, während zwischen benachbarten Wolken typische Geschwindigkeitsunterschiede von ca. 30 km s^{-1} gemessen werden [Mirabel et al., 1979]. Die Geschwindigkeitsdifferenzen zweier benachbarter Wolken nehmen zur Spitze des Magellanschen Stromes hin systematisch zu.

HI-Beobachtungen zeigen, daß die Wolken des Magellanschen Stromes langgestreckte HI-Konzentrationen sind, die diffuse HI-Schleppen hinter sich herziehen [Cohen, 1982]. Diese Tatsache spricht zusammen mit der Frage nach der dynamischen Stabilität der HVCs (vgl. nächstes Kapitel) für eine Wechselwirkung der HI-Wolken mit dem sie umgebenden Plasma [Mirabel et al., 1979; Weiner und Williams, 1996]. Die Rolle der Halo-Magnetfelder [Kalberla und Kerp, 1998] bei dieser Wechselwirkung ist dabei die zentrale Frage dieser Arbeit. Ihr Einfluß auf die dynamische und thermische Stabilität ist auch im Falle der Magellanschen HVCs von großer Bedeutung.

2.2 Die Physik der Hochgeschwindigkeitswolken

Physikalische Parameter der HVCs

Da die meisten physikalischen Parameter von HVCs von deren Abstand vom Beobachter abhängen [Wakker und van Woerden, 1997], überträgt sich die Unsicherheit in deren Entfernungen auch auf ihre physikalischen Eigenschaften. Für eine Wolke in einer Entfernung D lassen sich ihr Radius R , ihre mittlere HI-Dichte n_c und ihre Masse M_c wie folgt abschätzen [Quilis und Moore, 2001]:

$$R \approx \theta D \approx 2 \text{ kpc} \left(\frac{\theta}{1^\circ} \right) \frac{D}{100 \text{ kpc}}, \quad (2.6)$$

$$n_c \approx 10^{-3} \text{ cm}^{-3} \left(\frac{N_{\text{HI}}}{10^{19} \text{ cm}^{-2}} \right) \left(\frac{\theta}{1^\circ} \right)^{-1} \left(\frac{D}{100 \text{ kpc}} \right)^{-1}, \quad (2.7)$$

$$M_c \approx 2 \cdot 10^5 f_{\text{HI}}^{-1} M_\odot \left(\frac{N_{\text{HI}}}{10^{19} \text{ cm}^{-2}} \right) \left(\frac{\theta}{1^\circ} \right)^2 \left(\frac{D}{100 \text{ kpc}} \right)^2. \quad (2.8)$$

Hierbei bezeichnen θ den Öffnungswinkel, unter dem die Wolke erscheint, N_{HI} wie gewohnt die HI-Säulendichte, f_{HI} den relativen Anteil an neutralem Wasserstoff und M_\odot die Sonnenmasse. Daraus ergibt sich, daß galaktische HVCs mit einer Entfernung zwischen 1 und 10 kpc eine Masse von $M_c \approx 10\text{--}1000 M_\odot$ besitzen. Die mittleren Dichten sind mit $10^{-2}\text{--}10^1 \text{ cm}^{-3}$ sehr viel niedriger als die Dichten der Wolkenkerne. Besonders hoch ist die zentrale Neutralgasdichte bei denjenigen HVCs, die eine Hülle-Kern-Struktur aufweisen, oder umgekehrt [Ferrara und Field, 1994]: HVCs mit einem hohen Dichtekontrast zum sie umgebenden Plasma besitzen eine Hülle-Kern-Struktur. So finden Tufte et al. (1999) für die M I-Wolke bei einer Entfernung von 2 kpc einen Durchmesser von

50 pc und eine HI-Kerndichte von $n_{\text{HI}} \approx 1 \text{ cm}^{-3}$. Nach [Wolfire et al. \(1995\)](#) kann die zentrale HI-Dichte in den Kernen solcher HVCs mit Zwei-Phasen-Struktur Werte bis zu $n_c \sim 100 \text{ cm}^{-3}$ annehmen. Die Kerne dieser HVCs sind mit kinetischen Temperaturen von $30 \text{ K} \lesssim T \lesssim 300 \text{ K}$ [[Wolfire et al., 1995](#)] ebenfalls deutlich kühler als HVCs, die nur eine Phase aufweisen. So fehlt z.B. allen Magellanschen HVCs die schmale Geschwindigkeitskomponente der Hülle-Kern-HVCs und damit die kalte Kernkomponente [[Mirabel et al., 1979](#)]. Ihr HI-Profil weist lediglich eine breite Geschwindigkeitskomponente auf, die einer thermischen Verbreiterung bei einer kinetischen Temperatur von ca. 10^4 K entspricht. Allgemein kann man sagen, daß die warme HI-Komponente der HVCs eine Temperatur von $T \sim 10^4 \text{ K}$ besitzt, während die kalte Komponente, sofern existent, mit $T \sim 10^2 \text{ K}$ deutlich kühler ist [[Wakker und van Woerden, 1997](#)]. Für den konkreten Fall der in Kapitel 3.2 zum Vergleich mit den Simulationsergebnissen vorgestellten HVC125+41-207 fanden [Brüns et al. \(2001\)](#) eine Kerntemperatur von $T = 540 \text{ K}$ und eine Hüllentemperatur von $T = 7000 \text{ K}$. Der übliche Weg der Temperaturbestimmung des HI-Gases besteht in dem Anfitzen der Emissionsprofile durch eine oder mehrere Gaußkomponenten. Ist diese Methode nicht möglich, so läßt sich auch oft die Temperatur des neutralen Wasserstoffes aus der Spintemperatur T_s schließen, die sich aus HI-Absorptionslinien ergibt [[Dickey, 1979](#); [Liszt, 1983](#)]. Die Spintemperatur T_s ist über [[Lang, 1980](#); Seite 163]

$$\frac{N_m}{N_n} = \frac{g_m}{g_n} \exp\left(\frac{-h\nu_{mn}}{k_B T_s}\right) \quad (2.9)$$

definiert, wobei N_m und g_m die Besetzungsdichte und das statistische Gewicht des Niveaus m und ν_{mn} die Frequenz des Übergangs $m \rightarrow n$ sind. Sie ist damit eine effektive Anregungstemperatur und in Systemen nahe des thermischen Gleichgewichts im wesentlichen identisch mit der kinetischen Temperatur. Typische gemessene Spintemperaturen von HI-Wolkenkernen bewegen sich zwischen 50 und 100 K [[Bland-Hawthorn et al., 1998](#)]. Die warme, äußere Hülle von Zwei-Phasen-HVCs entsteht durch thermischen Ausgleich zwischen dem kalten HI-Kern und dem heißen, äußeren Haloplasma mit Temperaturen um $T \sim 10^6 \text{ K}$. In ihr findet auch der Übergang vom weitgehend neutralen Kern zum vollständig ionisierten Plasma statt. Über das Emissionsmass (2.2) läßt sich die HII-Temperatur in der Hülle bestimmen. Für die M I-Wolke liegt sie bei etwa 8000 K [[Tuftte et al., 1998](#)].

Der Ionisationsgrad der HVCs variiert von fast vollständig neutralen kalten HI-Kernen der Hülle-Kern-Wolken [[Tuftte et al., 1998](#)] bis zu fast vollständig ionisierten HVCs geringer Säulendichte [[Sembach et al., 1995](#)]. Es liegt die Vermutung nahe, daß der Ionisationsgrad dichter HI-Wolken im allgemeinen niedriger ist, da sie bei ausreichender Dichte durch eine Randschicht gegen ionisierende Strahlung und Aufheizung isoliert sind [[Ferrara und Field, 1994](#)]. Bisherige Modelle berücksichtigen bei dieser Randschichtbildung nur hydrodynamische und Strahlungseinflüsse, nicht jedoch den Einfluß von Magnetfeldern. Dieser kann jedoch entscheidend sein, wie sich im Laufe dieser Arbeit herausstellen wird.

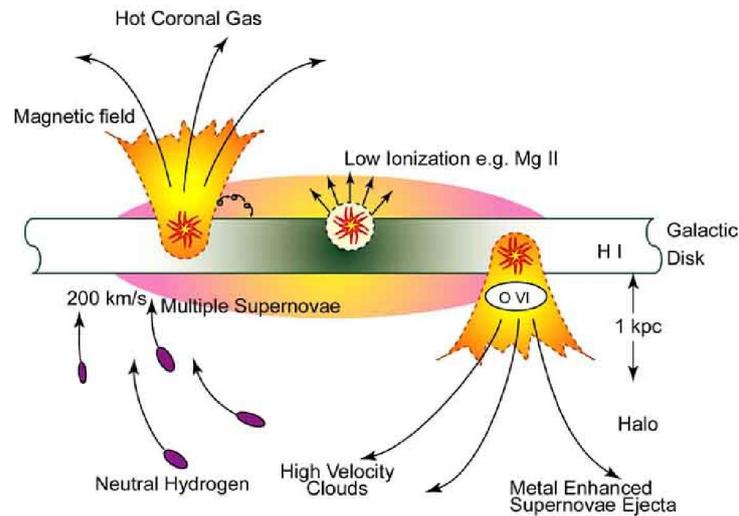
Es sei hier noch darauf hingewiesen, daß bei einer Halotemperatur von $T = 10^6 \text{ K}$ nur die wenigsten HVCs Schocks ausbilden. Die reine Schallgeschwindigkeit $c_s = \sqrt{\gamma p / \rho}$

mit Adiabatenexponent γ beträgt $c_s = 1.17 \cdot 10^2 T_6^{1/2} \text{ km s}^{-1}$ mit $T_6 = T/10^6 \text{ K}$. Legt man die Abweichgeschwindigkeit v_{dev} nach dem Katalog von [Wakker und van Woerden \(1991\)](#) als Relativgeschwindigkeit zwischen HVC und Haloplasma zugrunde, so besitzen nur etwa ein Drittel der beobachteten HVCs eine Machzahl $M = v_{\text{dev}}/c_s$ größer Eins. Berücksichtigt man nun noch den Einfluß magnetischer Felder, so ist die magnetosonische Machzahl $M_{\text{mag}} = v_{\text{dev}}/v_{\text{mag}}$ mit der Geschwindigkeit $v_{\text{mag}} = \sqrt{c_s^2 + v_A^2}$ der schnellen magnetosonischen Wellen entscheidend für die Ausbildung eines magnetohydrodynamischen Schocks. Die Alfvéngeschwindigkeit $v_A = \sqrt{B^2/4\pi\rho}$ hat in einem Haloplasma der Dichte $n = 10^{-4} \text{ cm}^{-3}$ bei einem Magnetfeld der Stärke $B = 3 \mu\text{G}$ den Wert 205 km s^{-1} , so daß nur diejenigen HVCs, deren Abweichgeschwindigkeit größer als ca. 235 km s^{-1} ist, einen Schock ausbilden. Nach dem Katalog von [Wakker und van Woerden \(1991\)](#) sind dies gerade einmal 7% der bisher beobachteten HVCs, wobei die schnellste unter diesen eine magnetosonische Machzahl von etwa $M_{\text{mag}} \approx 1.4$ aufweist. Aus diesem Grund beschränken sich die Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit auf HVCs mit Relativgeschwindigkeiten unterhalb der Schockgeschwindigkeit, wohl aber oberhalb der lokalen Alfvéngeschwindigkeit.

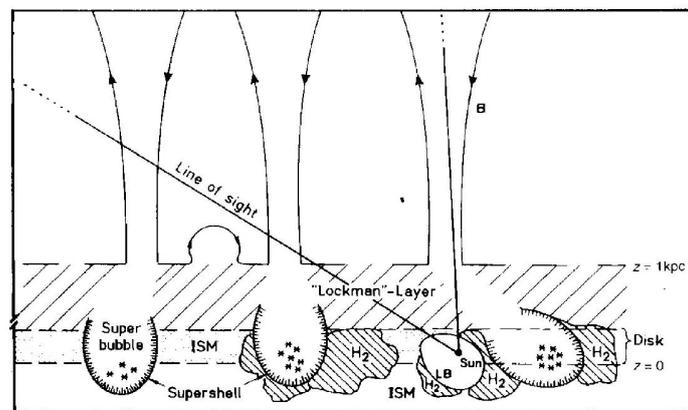
Ursprung der HVCs

Neben der Bestimmung der physikalischen Parameter der HVCs ist auch die Frage nach ihrem Ursprung eng mit der Bestimmung ihrer Entfernung vom Beobachter verbunden. Sind sie Teil des galaktischen Halos oder extragalaktischer Natur? Für den Ursprung der HVCs wurden seit ihrer Entdeckung eine ganze Reihe von Modellen vorgeschlagen. Keines von ihnen ist bisher in der Lage, alle beobachteten Eigenschaften der HVCs eindeutig zu erklären. Eine ausführliche Zusammenstellung der bisher vorgebrachten Modelle zum Ursprung der HVCs findet sich in [[Wakker und van Woerden, 1997](#)]. Wir wollen uns hier auf die drei am häufigsten diskutierten Modelle beschränken: das „Galaktische Fontänenmodell“ von [Shapiro und Field \(1976\)](#) und [Bregman \(1980\)](#), das „Akkretionsmodell“, erstmals vorgeschlagen von [Oort \(1966\)](#), und das „Lokale-Gruppe-Modell“ von [Blitz et al. \(1999\)](#).

Die *Galaktische Fontäne* entsteht durch heißes Gas aus der Kombination vieler Supernova-Explosionen, die sogenannte „Super-Blasen“ bilden, und aus Sternwinden. Das Gas steigt entlang des Dichtegradienten von der galaktischen Scheibe weg in den Halo auf und durchbricht bei ausreichend hoher Energie die Lockman-Schicht [[Schaap et al., 2000](#)]. In Abhängigkeit von seiner Temperatur verläßt das Gas entweder die Galaxie als Wind oder es bleibt gravitativ an die Galaxie gebunden und strebt einem hydrostatischen Gleichgewicht entgegen [[Field, 1975](#); [Bregman, 1980](#)]. Beim Aufsteigen expandiert das Gas adiabatisch und kühlt dabei. Fällt seine Temperatur dabei in den thermisch instabilen Bereich von $2 \cdot 10^5 \text{ K}$ bis 10^7 K [[Bregman, 1980](#)], so kann es zum Einsetzen einer Kondensationsinstabilität kommen. Die lokale Kühlrate $L = n_e^2 \Lambda$ mit der Kühlfunktion $\Lambda = 6.2 \cdot 10^{-19} T^{-0.6} \text{ erg cm}^3 \text{ s}^{-1}$ für ein Gas mit kosmischer Metallizität [[McKee und Cowie, 1977](#)] ist proportional zum Quadrat der Elektronendichte n_e , während die Heizrate durch Supernovae und Röntgenhintergrund lediglich proportional zu n_e ist. Daher kühlen lokale Dichteerhöhungen weiter ab und werden durch den entste-



(a) Schematische Darstellung des Galaktischen Fontänenmodells (Quelle: http://space.kaist.ac.kr/fims_science.htm)



(b) Das Galaktische Fontänenmodell nach Breitschwerdt (1997)

Abb. 2.18: Schematische Darstellungen des Modells der galaktischen Fontäne

henden Druckgradienten komprimiert, was die Kühlrate weiter erhöht. Neutralgaswolken kondensieren aus, deren räumliche Ausdehnung von der Bedeutung der Wärmeleitung bei diesem Prozeß bestimmt wird [Bregman, 1980]. Die Wolkenbildung beginnt dabei unterhalb einer Temperatur von etwa 10^4 K, wobei die Kühlung auch im Neutralgas weitergehen kann. Schließlich kompensiert die Wärmeleitung weitere radiative Verluste

und die Wolke geht in ein hydrostatisches Gleichgewicht über. Der Ort, an dem dies geschieht, hängt vom Verhältnis der Kühlzeit $t_{\text{cool}} = 3k_{\text{B}}T/2\Lambda n_{\text{e}}$ zur Gleichgewichtszeit t_{eq} ab, in der die Wolke das hydrodynamische Gleichgewicht erreicht [Bregman, 1980]. Das heiße Gas steigt zunächst bis zu einer Höhe von 5–10 kpc über der galaktischen Scheibe auf und bewegt sich dabei aufgrund der abnehmenden radialen Gravitationskraft und einem radialen Druckgradienten im als nicht korotierend angenommenen Halo [Schaap et al., 2000] in radialer Richtung nach außen. Schließlich kommt es zur Kondensation und das abgekühlte Gas wird im Gravitationspotential der Galaxie wieder in Richtung der galaktischen Scheibe beschleunigt. Nach $3\text{--}60 \cdot 10^7$ yr kehren die Neutralgaswolken zur galaktischen Scheibe zurück, jedoch bei einer zwei- bis dreimal größeren radialen Entfernung als ihr Ursprung. Durch die differentielle Rotation des galaktischen Halos entstehen dabei filamentartige Wolkenketten und -komplexe. Die maximale Freifallgeschwindigkeit, die HVCs dabei erreichen können, hängt von ihrem radialen Ursprung ab und variiert zwischen 310 km s^{-1} für 7 kpc und 126 km s^{-1} für 18 kpc [Bregman, 1980]. Berücksichtigt man die hydrodynamische Reibung so erreichen die Wolken eine maximale Endgeschwindigkeit

$$v_{\text{t}} = 370 \left(\frac{n_{\text{c}} L_{\text{c}}}{10^{20} \text{ cm}^{-2}} \right)^{1/2} \left(\frac{n}{10^{-3} \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/2} \left(\frac{g}{10^{-8} \text{ cm s}^{-2}} \right)^{1/2} \text{ km s}^{-1}, \quad (2.10)$$

die von der Säulendichte $n_{\text{c}} L_{\text{c}}$ der Wolke, der Dichte n des Haloplasmas und der Gravitationsbeschleunigung g abhängt und etwa 100 km s^{-1} unter der Freifallgeschwindigkeit liegt. Es scheint, daß sich einige HVCs mit geringer Säulendichte mit ihren Endgeschwindigkeiten bewegen [Hulsbosch, 1975]. Der Mechanismus der Galaktischen Fontäne ist in Abbildung 2.18 dargestellt.

Für das Galaktische Fontänenmodell spricht die Existenz des heißen galaktischen Halos, der durch den Materiefluß der Fontäne gefüttert wird. Den Gesamtfluß von HI auf die galaktische Scheibe schätzt man auf etwa $2.4 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ [Bregman, 1980], wovon etwa $0.5 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ auf die HVCs und VHVCs entfallen [Mirabel, 1989]. Ein solcher Massenzufluß würde das Scheibenmaterial der Milchstraße in deutlich weniger als einer Hubblezeit dominieren, stammte es nicht ursprünglich aus der Scheibe [Bregman, 1980]. Einige gemessene höhere Metallizitäten, in der Nähe der solaren Metallizität Z_{\odot} (z.B. Bluhm et al., 2001), sprechen ebenfalls für einen galaktischen Ursprung der HVCs. Wolfire et al. (1995) zeigen analytisch, daß diejenigen HVCs, die eine Zwei-Phasen-Struktur aufweisen, solche Metallizitäten besitzen müssen, die auf einen galaktischen Ursprung hindeuten. Gegen das Modell spricht, daß die meisten HVCs in der Galaktischen Fontäne LSR-Geschwindigkeiten um die 100 km s^{-1} besitzen und LSR-Geschwindigkeiten jenseits von 200 km s^{-1} nur schwer erklärbar sind [Houck und Bregman, 1990; Wakker und van Woerden, 1991; Bland-Hawthorn et al., 1998]. Ebenso sprechen die H α -Photoionisationsmodelle [Weiner et al., 2001] dafür, daß sich die HVCs mit schwacher H α -Emission jenseits von 10 kpc über der galaktischen Scheibe befinden, was mit den vom Fontänenmodell vorhergesagten Höhen inkompatibel ist. Dreidimensionale hydrodynamische Simulationen zum Galaktischen Fontänenmodell wurden u.a. von de Avillez (1999) durchgeführt. Sie zeigen deutlich wie lokale Supernovae-Komplexe schornsteinartige Ausbrüche heißen Gases erzeugen, die aus der Scheibe aufsteigen. Eine Variation des Galaktischen

Fontänenmodells wurde von [Martos \(2001\)](#) präsentiert. Hier führt der Einfluß der Spiralarme der Galaxie zu einem Aufsteigen des Gases, welches schließlich in einer Schockwelle endet und zur Scheibe zurücksinkt.

Aufgrund der häufig gemessenen geringen Metallizitäten einiger HVCs von etwa $0.1Z_{\odot}$ (z.B. [Wakker und van Woerden, 1991](#); [Richter et al., 2001](#)) und der relativ hohen LSR-Geschwindigkeiten vermutete man recht früh [[Oort, 1966](#)] einen extragalaktischen Ursprung der HVCs. Ein Modell, nach dem sich die HVCs zwar mehrheitlich innerhalb des galaktischen Halos befinden, jedoch extragalaktischen Ursprungs sind, ist das *Akkretionsmodell* [[Oort, 1966](#); [Wakker et al., 1999](#)]. In diesem erreicht ein Teil des Gases, das bei der Entstehung der Galaxie übriggeblieben ist, erst jetzt die galaktische Scheibe [[Wakker und van Woerden, 1997](#)]. Auf seinem Weg zur galaktischen Scheibe wirbelt dieses Gas das kühle HI-Gas geringer Dichte der Lockman-Schicht auf, welches dann die HVCs bildet. Die HVCs bestünden dann aus einem Gemisch aus primordialem akkretiertem Gas mit sehr geringen Metallizitäten und dem prozessierten HI-Gas der Lockman-Schicht und besäßen damit eine mittlere Metallizität [[Wakker und van Woerden, 1997](#)]. Die Abbildung 1.6 zeigt eine HI-Darstellung des akkretierten Gases geringer Metallizität. Eine Einfallrate von etwa einer Sonnenmasse M_{\odot} pro Jahr wäre in der Lage, das „G-Zwerg-Problem“ zu erklären, eine beobachtete Tatsache, nach der die Metallizitäten der ältesten Sterne in der Sonnenumgebung alle in einem engen Bereich liegen. Die Akkretion von primordialem Gas reduziert die Anreicherung von Metallen durch die Produktion schwerer Elemente in Sternen und verhindert damit den Anstieg der Metallizität des interstellaren Mediums mit der Zeit [[Wakker et al., 1999](#)].

Trotz vieler Pluspunkte bleibt auch beim Akkretionsmodell, das typische HVC-Entfernungen von der galaktischen Scheibe von 1 kpc vorhersagt, der Erklärungsnotstand für weit entfernte HVCs bestehen. Dieser Notstand kann im Rahmen des *Lokale-Gruppe-Modells* behoben werden. In diesem von [Blitz et al. \(1999\)](#) weiterentwickelten Modell sind die HVCs Fragmente der — noch andauernden — Bildung der Lokalen Gruppe, die in Richtung deren Schwerpunktes einfallen. Aus Stabilitätsuntersuchungen schließen [Blitz et al. \(1999\)](#), daß sich die meisten CHVCs und auch einige HVC-Komplexe wie der Komplex H in einer Entfernung von $\gtrsim 1$ Mpc vom Beobachter befinden müssen. Damit eine Wolke sich nicht innerhalb der Querlaufzeit (engl. *crossing time*)

$$t_c = 17.1 \frac{\Omega^{1/2} r_{\text{kpc}}}{\Delta v} \text{ Myr} \quad (2.11)$$

auf das Doppelte ihrer Größe aufgrund der thermischen Bewegung ausbreitet, muß sie, so sie nicht durch äußeren Druck zusammengehalten wird, selbstgravitierend sein [[Blitz et al., 1999](#)]. Hier bezeichnen r_{kpc} die Entfernung der Wolke in Kiloparsec, Ω den Raumwinkel der Wolke in Quadratgrad und Δv die Geschwindigkeits-Halbwertsbreite der HI-Emission und somit die Geschwindigkeitsdispersion. Aus dieser läßt sich die Masse einer selbstgravitierenden Wolke ableiten. Aus der Bedingung, daß in den HVCs keine Sternentstehung stattfinden soll [[Simon und Blitz, 2002](#)], erhalten [Blitz et al. \(1999\)](#) eine obere Entfernungsgrenze r_g von der Größenordnung 13 Mpc, aus der Bedingung, daß die Wolken stabil gegen Scherung durch das galaktische Gezeitenfeld sein sollen, eine Mindestentfernung von $r_t \gtrsim 1$ Mpc. Damit sind die betreffenden HVCs eindeutig

extragalaktischer Natur. In diesem Fall ist zu erwarten, daß sie wie die Galaxien im wesentlichen aus dunkler Materie bestehen. Das Verhältnis von Baryonen zu dunkler Materie ist nach Fukugita et al. (1998) etwa $f \approx 0.1$. Die Mitberücksichtigung dunkler Materiehalos um die HVCs bringt diese bis auf typische Entfernungen von etwa 1 Mpc an die Galaxie heran. In dieser Entfernung besitzen die HVCs einen typischen Durchmesser von 25 kpc, eine HI-Masse von $3 \cdot 10^7 M_\odot$ und typischerweise $3 \cdot 10^8 M_\odot$ an dunkler Materie [Blitz et al., 1999]. Die vorhergesagte Entfernung deckt sich in etwa mit den Entfernungen von 150–850 kpc, die von Braun und Burton (2001) aus analytischen Modellen für optisch dichte HI-Kerne, d.h. Kerne, deren HI-Helligkeitstemperatur der kinetischen Gastemperatur entspricht, und aus Modellen für die exponentiellen HI-Profile von CHVC-Rändern für die von Braun und Burton (1999) katalogisierte Gruppe von CHVCs vorhergesagt wurden. Für das Modell der Lokalen Gruppe spricht u.a., daß die Dispersion der Geschwindigkeiten der bisher beobachteten CHVCs im Bezugssystem der Lokalen Gruppe deutlich geringer ist als im lokalen oder galaktischen Bezugssystem [Braun und Burton, 1999]. Das Bezugssystem der Lokalen Gruppe ist definiert durch $v_{\text{LGSR}} = v_{\text{GSR}} - 62 \text{ km s}^{-1} \cos l \cos b + 40 \text{ km s}^{-1} \sin l \cos b - 35 \text{ km s}^{-1} \sin b$, wobei $v_{\text{GSR}} = v_{\text{LSR}} + 220 \text{ km s}^{-1} \sin l \cos b$ [Braun und Burton, 1999]. Weiterhin zeigt die Verteilung der CHVCs keinerlei Nord-Süd-Asymmetrie, wie dies für die HVCs der Fall ist [Braun und Burton, 1999]. Putman (2000) zieht jedoch in Erwägung, daß die Nord-Süd-Asymmetrie der HVCs lediglich eine Folge der unterschiedlichen Empfanglichkeitsbereiche der einzelnen Himmelsdurchmusterungen ist und nichts mit einem galaktischen Ursprung zu tun haben muß. In einigen der CHVCs wurden Anzeichen von Rotation gefunden [Braun und Burton, 2000], was als Hinweis darauf gewertet werden könnte, daß es sich um die Hüllen schwacher Zwerggalaxien handelte. In diesem Falle müßten die CHVCs jedoch auch eine stellare Komponente aufweisen. Alle bisherigen Beobachtungen (z.B. Simon und Blitz, 2002; Hopp et al., 2002) deuten jedoch darauf hin, daß HVCs und CHVCs keinerlei stellare Komponente besitzen, was die Möglichkeit von normalen Zwerggalaxien ausschließt. Es besteht jedoch die Möglichkeit, daß es sich um nicht entwickelte Zwerggalaxien ohne Sternentstehung handelt. Dies legt die Vermutung nahe, daß derartige CHVCs auch in anderen Galaxiengruppen beobachtet werden müßten, was bisher nicht geschehen ist [Braun und Burton, 2001]. Viele der CHVCs weisen eine Hülle-Kern-Struktur auf, die Braun und Burton (2000) als Anzeichen dafür interpretieren, daß es sich um extragalaktische HVCs handelt, die von einem Minihalo aus dunkler Materie umgeben sind. Numerische Simulationen mit kalter dunkler Materie zur hierarchischen Bildung der Lokalen Gruppe [Klypin et al., 1999; Moore et al., 1999] zeigen, daß viele solcher dunkle Materie Mini-Halos, die die Grundbausteine eines galaktischen Systems sind, die Akkretions- und Verschmelzungsprozesse bei der Bildung der Lokalen Gruppe überstanden haben könnten [Briggs, 2000]. Eine Population von einigen Hundert dieser Minihalos werden den Simulationen nach für die Lokale Gruppe vorhergesagt, wurden aber bisher nicht beobachtet. Es ist denkbar, daß es sich bei den CHVCs um diese „fehlenden Satelliten“ der Lokalen Gruppe handelt [Braun und Burton, 2000; 2001]. Für das Lokale-Gruppe-Modell sind mehrere Tests vorstellbar. Zunächst sollten selbstverständlich keine extragalaktischen HVCs in Absorption gegen nahe Sterne sichtbar sein. Zudem sollten solche HVCs Metallizitäten aufweisen, die deutlich unter der

solaren Metallizität Z_{\odot} liegen, was für viele HVCs den Beobachtungen entspricht. Und schließlich sollten die $H\alpha$ -Emissionen von extragalaktischen HVCs deutlich unter den im Magellanschen Strom beobachteten liegen [Blitz et al., 1999]. Hier tut sich jedoch ein Problem des Lokale-Gruppe-Modells auf. Für viele der von Blitz et al. (1999) als extragalaktisch angesehenen CHVCs wurden $H\alpha$ -Flüsse gemessen, die für die Photoionisation durch die metagalaktische Hintergrundstrahlung deutlich zu hoch sind [Tufte et al., 2002]. Neben den zu hohen $H\alpha$ -Flüssen ist die Nichtdetektion einer stellaren Komponente das stärkste Argument gegen die extragalaktische Natur vieler CHVCs.

Eine Sonderrolle unter den HVCs nehmen die Neutralgaswolken des Magellanschen Stromes ein. Sie entstanden durch die gravitative und hydrodynamische Wechselwirkung der Milchstraße mit den Magellanschen Wolken, was sich u.a. damit belegen läßt, daß ihre Metallizitäten der Metallizität der Kleinen Magellanschen Wolke entsprechen [Putman, 2000]. Lynden-Bell und Lynden-Bell (1995) diskutieren die Theorie, daß einige der HVCs Überbleibsel früherer Interaktionen zwischen der Milchstraße und den Magellanschen Wolken sein könnten.

Alle diese Modelle zum Ursprung der HVCs sind jeweils in der Lage, einzelne, aber nicht alle beobachteten Eigenschaften der HVCs zu erklären. Es ist unwahrscheinlich, daß alle HVCs denselben Ursprung besitzen. Vielmehr ist zu vermuten, daß ein Teil der HVCs galaktischen und der andere Teil extragalaktischen Ursprunges ist. In dieser Arbeit soll ein Beitrag zum Verständnis der Dynamik der HVCs geleistet werden, das von großer Bedeutung ist, will man die einzelnen Ursprungsmodelle gegeneinander abwägen. So werden wir das Argument der beschränkten LSR-Geschwindigkeit der HVCs im Galaktischen Fontänenmodell entschärfen, indem wir zeigen, daß die hydrodynamische Reibung zwischen HVC und Plasma keine Konstante ist, sondern mit der Ausbildung einer magnetischen Barriere abnimmt. Deshalb liegen die maximalen Fallgeschwindigkeiten der Fontänenwolken näher an der Freifallgeschwindigkeit. Weiterhin heben wir die $H\alpha$ -Einschränkung durch das Auftreten einer Stoßionisation durch den kritischen Geschwindigkeitseffekt bei ausreichend hohen Relativgeschwindigkeiten von HVC und Plasma auf. Dadurch können sich auch $H\alpha$ -helle HVCs in großer Entfernung von der galaktischen Scheibe befinden.

Morphologie der HVCs

Im Kernbereich beschäftigt sich die vorliegende Arbeit mit der Wechselwirkung von HVCs mit dem sie umgebenden Plasma. Dabei bilden die Morphologie der Wolken und deren Dynamik einen gewichtigen Schwerpunkt der Analysen. Hochaufgelöste HI-Beobachtungen haben gezeigt, daß die meisten HVCs eine filamentartige Morphologie aufweisen [Putman et al., 2002]. Darüber hinaus bilden die CHVCs eine Klasse kompakter HI-Wolken mit einer ihnen eigenen Morphologie. Man unterscheidet bei Hochgeschwindigkeitwolken zwei Typen spezieller Morphologien: die *Hülle-Kern-Struktur* und die *Kopf-Schweif-Struktur*.

Bei HVCs mit einer Hülle-Kern-Struktur handelt es um Neutralgaswolken mit einer Zwei-Phasen-Struktur. Eine wärmere ($T \sim 10^4$ K), teilweise ionisierte Hülle (WNM = warm neutral medium) umgibt dabei einen oder mehrere kühle ($T \sim 10^2$ K), fast

vollständig neutrale Kerne (CNM = cold neutral medium) [Ferrara und Field, 1994; Wolfire et al., 1995]. Die warme Hülle bildet dabei die thermische Übergangsschicht vom neutralen Kern der HVC zum sie umgebenden heißen Plasma des Halos oder des intergalaktischen Mediums (bzw. Intragruppen-Mediums). Sie wird durch Photonen des galaktischen bzw. metagalaktischen Hintergrundes und durch Stöße teilweise ionisiert. Eine Hülle-Kern-Struktur scheint besonders für kompakte HVCs (CHVCs) charakteristisch zu sein [Braun und Burton, 2000; Burton et al., 2001a]. Hülle-Kern-Strukturen wurden jedoch auch bei ausgedehnten HVCs, beispielsweise in den Komplexen A und C [Wakker und van Woerden, 1997] und M [Tuftte et al., 1999] gefunden. Die Hülle-Kern-

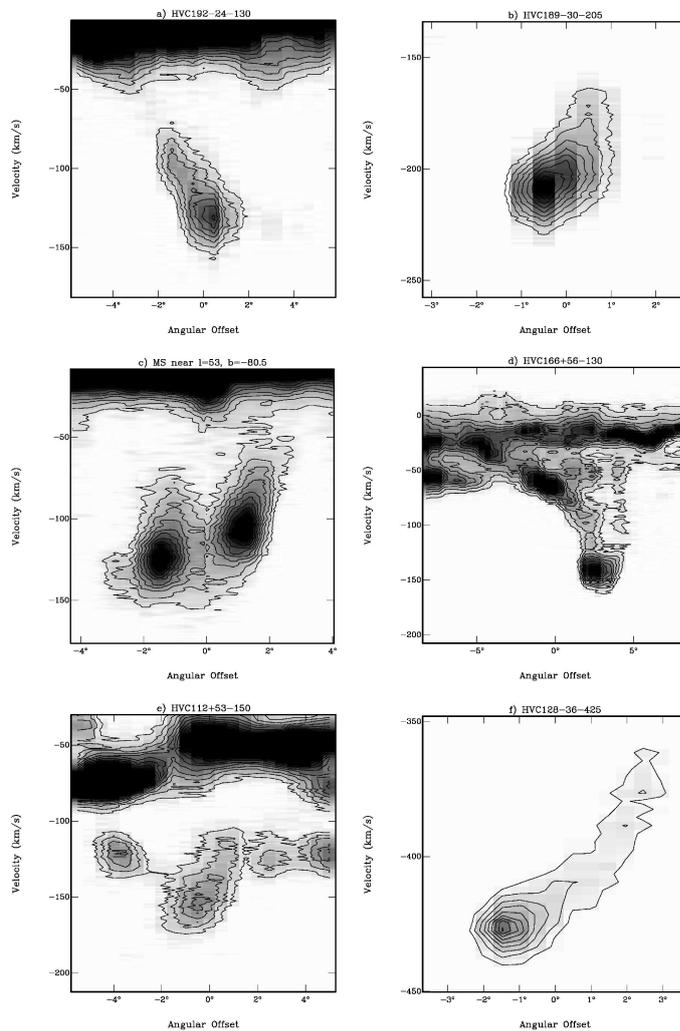


Abb. 2.19: Beispiele für HVCs mit Kopf-Schweif-Struktur. Die Ort-Geschwindigkeits-Diagramme sind stets entlang der Achse des Geschwindigkeitsgradienten jeder HVC ausgerichtet [Brüns et al., 2000a]

Struktur läßt sich außer durch HI-Geschwindigkeitsdispersionsmessungen aufgrund des sich ändernden Ionisationsgrades auch durch $H\alpha$ -Beobachtungen nachweisen. Die Dichten der Hüllen weisen dabei üblicherweise ein glattes Exponentialprofil auf [Burton et al., 2001a;b]. Dies spricht gegen das Vorhandensein eines Schocks. Hoffman et al. (2002) interpretieren dieses Exponentialprofil zusammen mit der Beobachtung, daß sich in den von ihnen untersuchten beiden HVCs die Temperatur nur unwesentlich in der Randschicht ändert, als Beleg dafür, daß es sich um HVCs handelt, die durch Halos aus

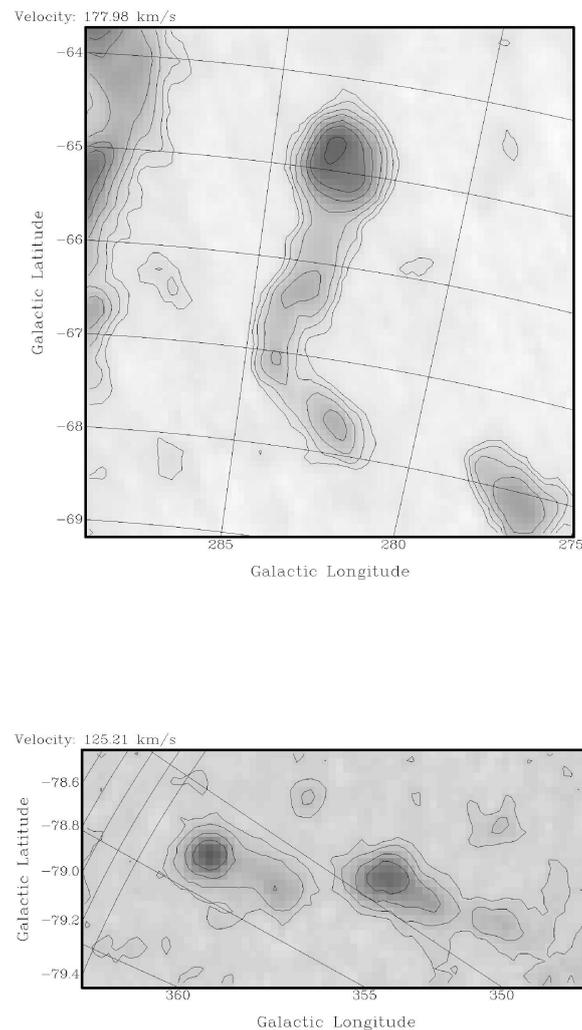


Abb. 2.20: HI-Aufnahmen von Kopf-Schweif-Strukturen entlang des Magellanschen Stromes für spezielle Geschwindigkeiten. Die Konturlinien geben die Heligkeitsstemperaturen an: 0.01, 0.04, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4 und 0.6 K [Putman, 2000]

dunkler Materie stabilisiert werden und nicht durch äußeren Druck. Es gilt jedoch anzumerken, daß sie dabei den Einfluß von Magnetfeldern außer Acht lassen, die einen Teil des thermischen Druckes durch magnetischen Druck ersetzen könnten, um die HVCs zu stabilisieren.

Die zweite ausgezeichnete morphologische Klasse ist zwar nicht disjunkt von der Klasse der Hülle-Kern-HVCs, zeichnet sich aber dennoch durch einige Besonderheiten aus. Die sogenannten Kopf-Schweif-Strukturen (HT-HVCs = head-tail HVCs) besitzen klei-

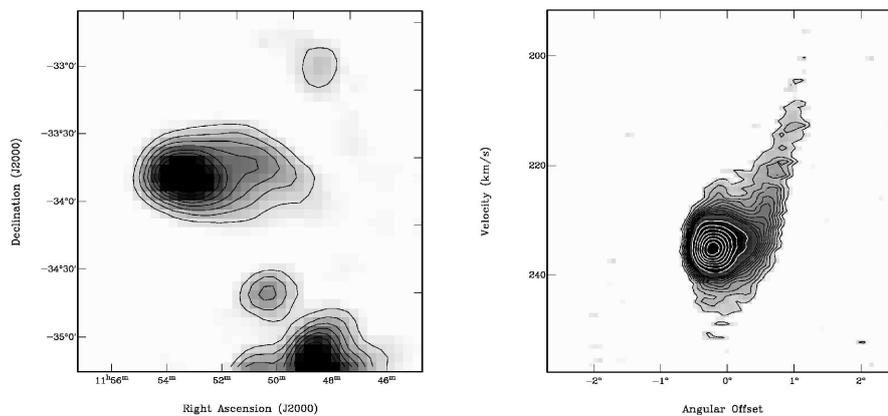


Abb. 2.21: Beispiel einer Kopf-Schweif-HVC. links: HI-Säulendichteverteilung; rechts: Ort-Geschwindigkeits-Diagramm [Brüns et al., 2000b]

ne, dichte Kerne, die in ausgedehntere, schweifartige Hüllen eingebettet sind. Die Kerne sind dabei gegenüber den Schweifzentren sowohl im Ort als auch in der Geschwindigkeit versetzt [Meyerdierks, 1991]. Die schweifartigen Hüllen haben dabei üblicherweise geringere Geschwindigkeiten als die Kerne [Cram und Giovanelli, 1976; Schwarz und Oort, 1981]. HVCs mit Kopf-Schweif-Struktur wurden in allen HVC Komplexen, abgesehen von dem sehr schwachen Komplex L, gefunden [Brüns et al., 2000a; Odenwald, 1988], so z.B. im Komplex A [Meyerdierks, 1991], im Magellanschen Strom [Mathewson und Ford, 1984; Putman, 2000] und dem Leading Arm [Brüns et al., 2000b]. Die Abbildungen 2.19, 2.20 und 2.21 zeigen Beispiele von HVCs mit Kopf-Schweif-Struktur, teilweise als HI-Verteilung, teilweise als Ort-Geschwindigkeits-Diagramm. Brüns et al. (2000a) untersuchen eine repräsentative Probe von etwa 250 HVCs und finden, daß etwa 40% von ihnen einen signifikanten Geschwindigkeitsgradienten aufweisen. Etwa 20% zeigen gleichzeitig auch einen Gradienten in der Säulendichte. Somit sind Kopf-Schweif-Strukturen bei HVCs ein weitverbreitetes Phänomen. Die Abbildung 2.22 zeigt die räumliche Verteilung der von Brüns et al. (2000a) untersuchten HVCs. Die eingekreigelten HVCs kennzeichnen dabei die HVCs mit Kopf-Schweif-Struktur. Die Abbildung 2.23 zeigt die

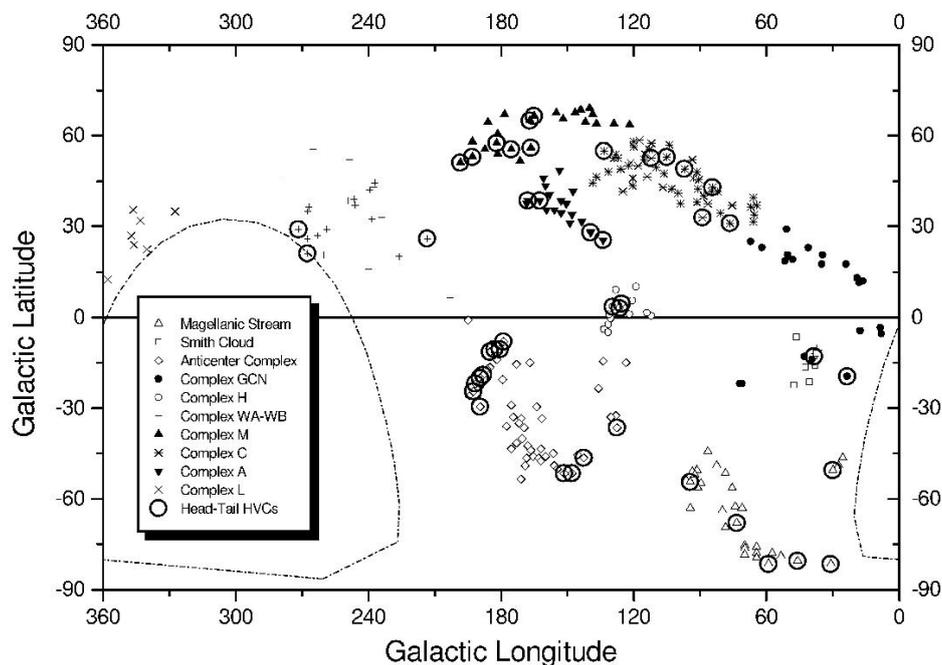


Abb. 2.22: Räumliche Verteilung der etwa 250 von Brüns et al. (2000a) untersuchten HVCs. Eingezeichnete HVCs besitzen eine Kopf-Schweif-Struktur

Histogramm-Verteilung der HVCs mit und ohne Kopf-Schweif-Struktur gegen die maximale Säulendichte, v_{LSR} und v_{GSR} . Auffällig ist, daß der relative Anteil der HT-HVCs mit zunehmender Säulendichte zuzunehmen scheint [Brüns et al., 2000a]. Es könnte sich hierbei jedoch um einen Auswahleffekt handeln, da es bei geringeren Säulendichten schwierig ist, den Schweif auszumachen. Die Geschwindigkeiten der HT-HVCs konzentrieren sich im selben Bereich wie die der gesamten Stichprobe. Räumlich verteilen sich die HT-HVCs ähnlich wie die HVCs über den Himmel.

Kopf-Schweif-HVCs weisen an ihrer Frontseite steile Dichtegradienten auf, während die Dichte in ihrem Schweif sanft und exponentiell abfällt [Meyerdierks, 1991; Brüns et al., 2001]. Das Auftreten der steilen Frontkanten und der ausgedehnten Schweife wird als Anzeichen dafür angesehen, daß diese HVCs mit dem sie umgebenden Medium wechselwirken [Meyerdierks, 1991; Brüns et al., 2000b; Putman, 2000]. Die hydrodynamische Reibung mit dem sie umgebenden Plasma streift Material von den Seiten der HVCs während ihrer Bewegung durch den Halo ab und bildet daraus den Schweif. Die HVCs erhalten dadurch eine Form, die sie den Kometen ähneln läßt (vgl. dazu Kapitel 4). Ein besonders deutliches Exemplar einer Kopf-Schweif-HVC wurde mit der CHVC HVC125+41-207 von Brüns et al. (2001) untersucht. Anhand dieser HVC werden wir im folgenden Kapitel alle dynamischen und thermischen Effekte der Wechselwirkung einer kalten Neutralgaswolke mit dem sie umgebenden heißen Plasma bei ihrer Bewegung durch einen magnetisierten Halo mit numerischen Methoden eingehend untersuchen und erläutern. Kernthemen dieser Untersuchung sind die dynamische Stabilisierung und ther-

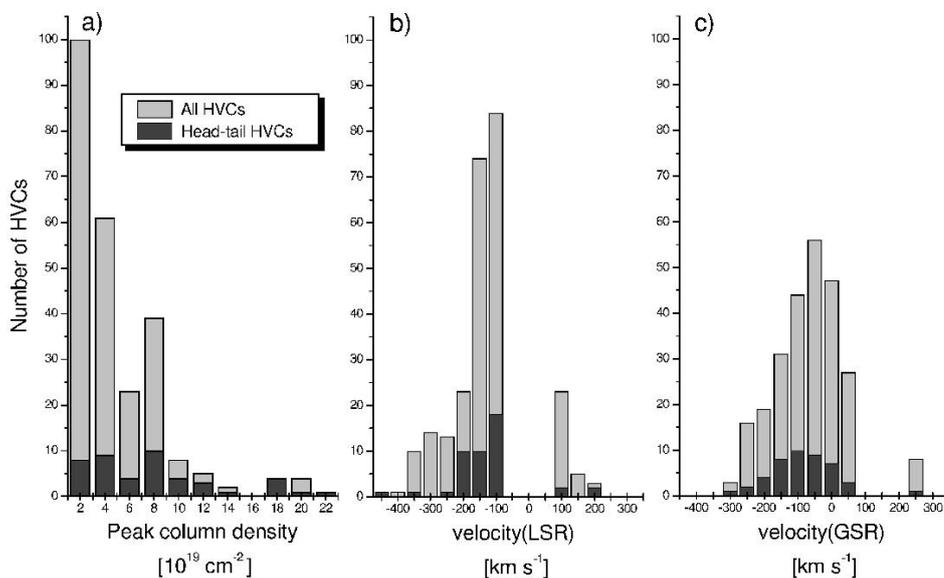


Abb. 2.23: Histogramm der Verteilung der HVCs gegen die maximale Säulendichte (a), v_{LSR} (b) und v_{GSR} (c). Die gesamte HVC-Stichprobe ist in hellgrau, die HT-HVCs sind in dunkelgrau dargestellt. [Brüns et al., 2000a]

mische Isolation der HVC, die Ausbildung einer magnetischen Barriere, das Abstreifen von Material und die Schweißbildung.

Die Schweißbildung und das dynamische Verhalten von HVCs in einem umgebenden heißen Medium wurde u.a. von Quilis und Moore (2001) anhand dreidimensionaler, hydrodynamischer numerischer Simulationen untersucht. Sie fanden heraus, daß reine Gaswolken mit typischen Parametern für galaktische HVCs innerhalb von ca. 10^7 Jahren vollständig zerstört werden, nachdem sich zunächst eine transiente Kopf-Schweif-Struktur ausgebildet hat. Sie schließen daraus, daß HVCs von Halos aus dunkler Materie umgeben sein müssen, um mehrere 100 Millionen Jahre stabil zu sein. Im folgenden Kapitel werden wir zeigen, daß dies nur bedingt wahr ist, da typische Halo-Magnetfelder in der Lage sind, auch reine Neutralgas-HVCs ausreichend lange gegen Evaporation und Zerreißen zu stabilisieren. Eine numerische Behandlung im Rahmen der Plasma-Neutralgas-Magnetohydrodynamik zeigt, daß Magnetfelder einen entscheidenden Einfluß auf die Stabilität der HVCs haben.

Dynamische Stabilität von HVCs

Wie schon mehrfach angedeutet, steht die dynamische Stabilität von HVCs im Zentrum der Untersuchungen dieser Arbeit. Die Bewegung einer sehr dichten, kalten Neutralgaswolke durch ein sie umgebendes heißes Plasma wirft viele Fragen nach der Stabilität dieser Wolke auf. Dennoch werden solche HVCs fast überall im galaktischen Halo beobachtet. Unter der Annahme, daß die momentane Konstellation der HVCs nicht einen

singulären Zustand darstellt, müssen die HVCs für z.T. mehrere Hundert Millionen Jahre stabil sein. Aus dem Galaktischen Fontänenmodell schließt man auf eine Lebensspanne von $3 - 60 \cdot 10^7$ yr [Bregman, 1980], für die Magellanschen HVCs findet man aus ihrer Geschwindigkeit und Entfernung von den Magellanschen Wolken mittlere Lebensdauern von ca. $2 \cdot 10^8$ yr [Mirabel et al., 1979]. Das Alter des Leading Arms wird auf etwa 2

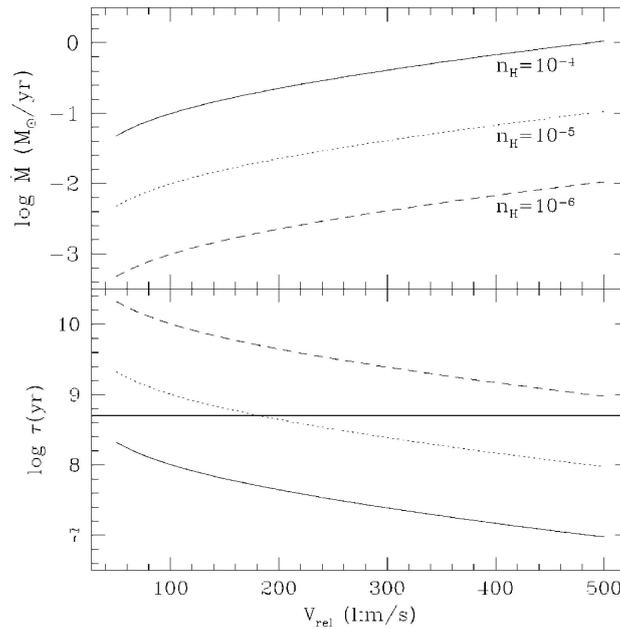


Abb. 2.24: Massenverlustraten (oben) und Lebenszeiten (unten) von Neutralgaswolken als Funktion ihrer Relativgeschwindigkeit für unterschiedliche Halodichten. Die horizontale Linie in der unteren Graphik zeigt die 500 Myr-Grenze für typische Lebenszeiten von Magellanschen HVCs [Murali, 2000]

Milliarden Jahre geschätzt [Putman et al., 1999]. Noch älter sind die extragalaktischen HVCs des Lokale-Gruppe-Modells. Ihre typischen Lebenszeiten entsprechen dem Alter der Galaxien der Lokalen Gruppe, also etwa 14 Milliarden Jahren. Es stellt sich somit die Frage, wie HVCs über so lange Zeiträume stabil bleiben können.

Das unmittelbarste Problem dabei stellt bereits die endliche Temperatur des Neutralgases der HVCs dar. Mit einer charakteristischen thermischen Breite von $10-40 \text{ km s}^{-1}$ [Wakker und van Woerden, 1997] würde sich eine ungebundene, frei expandierende galaktische HVC innerhalb der Expansionszeit $t_{\text{ex}} = R/\Gamma \sim \theta d/\Gamma$, dem Verhältnis von Radius R zur Linienbreite Γ (θ = Sichtwinkel, d = Entfernung vom Beobachter) auf das Doppelte ihrer ursprünglichen Größe ausdehnen [Wakker und van Woerden, 1997; Putman et al., 2002]. Dies widerspricht jedoch den Beobachtungen, nach denen z.B. die

HVCs entlang des Magellanschen Stromes keine Korrelation zwischen ihrer Größe und ihrem Alter aufweisen. Somit muß ein Stabilisierungsmechanismus gegen diese laterale Expansion der Neutralgaswolken aktiv sein. Für die extragalaktischen HVCs des Lokale-Gruppe-Modells ist dies die Eigengravitation des Neutralgases und ihres Halos aus dunkler Materie [Blitz et al., 1999]. Bei galaktischen und Magellanschen HVCs ist die Eigenmasse jedoch zu gering, um selbstgravitierend zu sein. Daher nimmt man an, daß jene HVCs durch einen äußeren Druck stabilisiert werden. Dies könnte im Falle der Magellanschen HVCs durch ein heißes Haloplasma mit einer kinetischen Temperatur von etwa 10^6 K und einer Gasdichte von ca. 10^{-4} cm^{-3} [Mirabel et al., 1979; Moore and Davis, 1994] oder durch ein noch heißeres intergalaktisches Plasma mit einer Temperatur von $\sim 3 \cdot 10^8$ K und einer Dichte von $\sim 3 \cdot 10^{-6}$ cm^{-3} [Field und Perrenod, 1977] geschehen. In beiden Fällen würde der hohe Druck des heißen äußeren Mediums jedoch zu einer massiven Verdampfung des kühlen Neutralgases an der Kontaktfläche zum Plasma führen, insbesondere dann, wenn sich die HVC mit hoher Geschwindigkeit durch das umgebende Plasma bewegt. Cowie und McKee (1977) berechnen die Massenverlustrate einer sphärischen Wolke, die in einem heißen äußeren Medium ruht, durch Verdampfung aufgrund von Wärmeleitung. Sie finden u.a., daß eine Sättigung der Wärmeleitung durch Elektronen eintritt, wenn deren freie Weglänge größer als die Skalenlänge des Temperaturgradienten ist (vgl. auch Kapitel 5.2). Aufbauend auf der analytischen Lösung von Cowie und McKee (1977) bestimmt Murali (2000) die Massenverdampfungsrate \dot{M} einer HI-Wolke mit Querschnittsfläche $A = \pi R_c^2$ in einer heißen Haloplasmaströmung mit Dichte ρ_h , Relativgeschwindigkeit v_h und Schallgeschwindigkeit c_h durch Bilanzierung der Energiegewinne und -verluste der Wolke durch einströmendes Halogas und abdampfendes Wolkengas. Dabei wird angenommen, daß die gesamte kinetische und thermische Energie des anströmenden Plasmas durch Wärmeleitung und -konvektion auf die Wolke übertragen wird. Für den Fall eines Energiegleichgewichts $dE/dt = 0$ und unter Vernachlässigung inelastischer Stöße ergibt sich die Massenverlustrate zu

$$\dot{M} = \rho_h v_h A \frac{v_h^2 + 5c_h^2}{u^2 + 5(\Delta c)^2}. \quad (2.12)$$

Hierbei bezeichnen u die Fluchtgeschwindigkeit des verdampfenden Wolkenmaterials an der Wolkenoberfläche und $5(\Delta c)^2/2$ die Enthalpieänderung bei der Verdampfung. Die Massenverlustrate entspricht somit dem Produkt aus der Akkretionsrate $\rho_h v_h A$ und dem Verhältnis aus dem spezifischen Energiegewinn und dem Energieverlust [Murali, 2000]. Man ersieht aus dieser Gleichung, daß die Plasmadichte ρ_h des Halos und die Plasmatemperatur $T_h = m_i c_h^2 / \gamma k_B$ linear in die Massenverlustrate eingehen, während die Relativgeschwindigkeit v_h von Plasma und Neutralgas sogar in der dritten Potenz auftritt. Dies macht den enormen Unterschied zwischen einer ruhenden Neutralgaswolke und einer HVC deutlich. Vergleichbar ist dieser Effekt mit dem *Leidenfrost'schen Phänomen*. Vieser und Hensler (2002) und Hensler und Vieser (2002) zeigen anhand zweidimensionaler, hydrodynamischer Simulationen von kalten Wolken in einer heißen Strömung, daß der Einfluß der Wärmeleitung zu einer Verbreiterung der Übergangsschicht zwischen Wolke und Plasma und damit zu einer Reduktion der Evaporation durch Wärmeleitung

und Instabilitäten führt. Diese ähnelt der isolierenden Schicht zwischen dem Wassertropfen und der heißen Herdplatte im Leidenfrost'schen Phänomen. Eine Relativbewegung der Wolke durch das Plasma führt nun dazu, daß diese isolierende Schicht ständig durch hydrodynamische Reibung abgetragen wird und sich nicht voll ausbilden kann. Im ungünstigsten Fall, bei hohen Relativgeschwindigkeiten, wird dieser Effekt durch das Einsetzen von Kelvin-Helmholtz- oder Rayleigh-Taylor-Instabilitäten dramatisch erhöht. Doch selbst ohne diese ist der Einfluß der Relativbewegung enorm (dritte Potenz in (2.12)). In Abbildung 2.24 sind die Massenverlustraten gegen die Relativgeschwindigkeiten der HVCs für unterschiedliche Halodichten aufgetragen. Man beachte die halblogarithmische Auftragung! Die Verlustraten nehmen linear mit der Halodichte und sehr stark mit der Relativgeschwindigkeit zu. Im unteren Teil der Graphik ist die Lebenszeit der Wolke bis zur vollständigen Evaporation dargestellt. Für ein sehr dichtes Haloplasma ($n_h = 10^{-4} \text{ cm}^{-3}$), wie man es für eine Druckstabilisierung durch ein äußeres Medium bräuchte, sind alle Lebenszeiten deutlich kleiner als 500 Myr (horizontale Linie) und somit deutlich kleiner als die beobachteten Alter der HVCs. Für reine Druckstabilisierung durch ein heißes äußeres Plasma ergibt sich damit ein grundlegendes Dilemma zwischen Stabilität und Evaporation. Eine Magellansche HVC mit typischer Ausdehnung $R \approx 1 \text{ kpc}$ würde bei einer Halodichte von 10^{-4} cm^{-3} und -temperatur von $1.7 \cdot 10^6 \text{ K}$ innerhalb einiger 10 Millionen Jahre vollständig verdampfen, ohne daß die Wärmeleitung dabei gesättigt wäre [Weiner und Williams, 1996].

Gravierender noch als das Verdampfen durch Wärmeleitung ist das Einsetzen dynamischer Instabilitäten, hervorgerufen durch die hohe Relativgeschwindigkeit von Plasma und Neutralgaswolke, auf die Lebenserwartung einer HVC. Hydrodynamische numerische Simulationen [Schiano et al., 1995; Klein et al., 1994; Xu und Stone, 1995] haben gezeigt, daß dichte, kühle Wolken in Überschallströmungen innerhalb weniger Wolken-Schockzeiten (engl. cloud crushing time) $t_c = R\chi^{1/2}/v$ durch das Einsetzen hierarchischer Instabilitäten wie der Rayleigh-Taylor- und Kelvin-Helmholtz-Instabilität [Chandrasekhar, 1961] vollständig zerreißen. R ist der Wolkenradius, χ der Dichtekontrast zwischen Wolke und umgebendem Medium und v die Strömungsgeschwindigkeit. Die Anwachsrate $t_{\text{RT}}^{-1} \simeq (gk)^{1/2}$ der Rayleigh-Taylor-Mode und $t_{\text{KH}}^{-1} = kv/\chi^{1/2}$ der Kelvin-Helmholtz-Mode wachsen mit zunehmender Wellenzahl $k = 2\pi/\lambda$. Hier bezeichnet g die Gravitationsbeschleunigung, v die Relativgeschwindigkeit. Moden mit kleineren Wellenlängen wachsen daher schneller an als größere Wellenlängen, weshalb es bei numerischen Simulationen stets notwendig ist, eine ausreichend hohe räumliche Auflösung zu verwenden. Denn nur dann findet man in Überschallströmungen um dichte Wolken rasch einsetzende Rayleigh-Taylor- und Kelvin-Helmholtz-Moden, die zu einer raschen Durchmischung des Wolkenmaterials mit dem umgebenden Medium führen, dem sogenannten *Champagner-Effekt*. Diese ließe sich nach Doroshkevich und Zeldovich (1981) nur durch die Eigengravitation des Neutralgases unterbinden, dessen Masse dann aber die Jeans-Masse überschreiten würde und einen gravitativen Kollaps auslösen würde (*Zeldovich Paradoxon*).

Das Hinzufügen eines magnetischen Feldes parallel zur Strömung reduziert die Anwachsrate von Rayleigh-Taylor- und Kelvin-Helmholtz-Instabilitäten und verhindert durch Hemmung der lateralen Expansion das vollständige Zerreißen der Wolke [Jones et al.,

1994; Mac Low et al., 1994; Jones et al., 1996; Miniati et al., 1999]. Das magnetische Feld reduziert dabei die Stärke der Wirbel um die Wolke und damit die Vermischung von Wolkengas und äußerem Medium [Jones et al., 1996]. Eine deutliche Verbesserung der Stabilität, aber noch keine vollständige Stabilisierung bringt die Einführung einer Magnetfeldkomponente senkrecht zur Strömungsgeschwindigkeit [Mac Low et al., 1994; Jones et al., 1996; Miniati et al., 1999]. Durch die Kompression der Feldlinien vor der Wolke und die Streckung der Feldlinien entlang der Wolke entsteht eine magnetische Barriere, die die Entwicklung der Instabilitäten zwar hemmt, aber nicht vollständig unterdrückt [Mac Low et al., 1994; Jones et al., 1996]. Die magnetische Energiedichte in der Barriere wächst dabei exponentiell mit der Zeit an [Jones et al., 1996]. Stärkere Anfangsfelder haben einen größeren Einfluß auf die Stabilität. Die verstärkten Magnetfelder bilden dabei die Regionen erhöhter Synchrotronemission der durch die Schocks beschleunigten Teilchen [Jones et al., 1994], da die Synchrotron-Strahlungsleistung mit dem Quadrat der Magnetfeldstärke B skaliert [Lang, 1980; Abschnitt 1.25]. Ein erwähnenswertes Beispiel solch erhöhter Synchrotronemission zeigt ein Gasklumpen, der von der Vela Supernova ausgestoßen wurde [Strom et al., 1995]. Einen deutlich stabilisierenden Einfluß des Magnetfeldes finden auch Santillán et al. (1999), die die Überschallkollision von kompakten Plasmawolken mit einer parallel zur galaktischen Ebene magnetisierten Scheibe untersuchen. Bei senkrechtem Einfall staut die HVC eine magnetische Barriere auf, die stabilisierend auf die Wolke wirkt, solange deren Fall andauert. Ein deutlicher Schweif bildet sich im Kielwasser der HVC aus. Bei schrägem Einfall kommt es jedoch zum vollständigen Zerreißen der HVC. Ähnlich ergeht es Neutralgaswolken, die von Quilis und Moore (2001) in einer hydrodynamischen Plasma-Überschallströmung simuliert wurden. Reine Gaswolken werden dabei auf einer Zeitskala von etwa 10^7 Jahren zerstört, während das Hinzufügen einer massiven Komponente aus dunkler Materie die Lebensdauer deutlich erhöht. In den Simulationen von Quilis und Moore (2001) zeigt sich allerdings klar die Ausbildung eines Schweifes aus Wolkenmaterial. Brüns et al. (2000a) schätzen die Lebensdauer von typischen HVC-Schweifern nach dem Modell von Wolfire et al. (1995) zu etwa 10^5 – 10^6 yr ab, sehr viel kürzer als die Freifallzeiten von $\sim 10^7$ yr galaktischer HVCs. Sie finden weiter, daß HVCs mit höheren Neutralgasdichten deutlich langlebigere Schweife haben. Wolfire et al. (1995) lassen bei ihrem Modell jedoch den Einfluß von Magnetfeldern außer acht. Im Verlaufe dieser Arbeit werden wir zeigen, daß bereits schwache Magnetfelder einen entscheidenden Einfluß sowohl auf die Lebenszeit der HVCs als auch auf ihre Schweife haben. Dazu präsentieren wir die ersten Plasma-Neutralgas-Simulationen, die die dynamische Entwicklung dichter Neutralgaswolken in einer magnetisierten Plasma-Unterschallströmung untersuchen. Durch die korrekte Behandlung von Plasma und Neutralgas als getrennte Fluide ergeben sich im Gegensatz zu den oben erwähnten Simulationen eine Reihe neuer physikalischer Effekte. So wirkt beispielsweise die Wechselwirkung zwischen Plasma und Neutralgas dämpfend auf die Entwicklung von Kelvin-Helmholtz-Instabilitäten (vgl. Abschnitt 3.4). Zudem untersuchen wir darüber hinaus den Einfluß einer endlichen Resistivität auf die Entwicklung von magnetischer Barriere und Schweif (vgl. Abschnitt 3.5). Die Ergebnisse werden zeigen, daß die Ausbildung einer magnetischen Barriere für Unterschallgeschwindigkeiten der HVCs eine ausreichende Stabilisierung gegen Zerreißen und Evaporation bewirkt. Der

magnetische Druck in der Barriere kompensiert dabei einen Teil des Neutralgasdruckes und verhindert damit das Auseinanderfließen der Wolke. Für Magellansche HVCs ist dabei bereits ein Magnetfeld der Stärke $\sim 1 \mu\text{G}$ ausreichend [Mirabel et al., 1979], welches durch Magnetfeldverstärkung in der magnetischen Barriere leicht erreicht wird.

Galaktische Magnetfelder

Magnetfelder treten im Universum auf allen Skalen auf — angefangen von den nur etwa 10 km durchmessenden Pulsaren bis zu den einige Megaparsec großen Galaxienhaufen und dem dazwischenliegenden Gas. Da sich geladene Teilchen nicht ohne weiteres senkrecht zu den magnetischen Feldlinien bewegen können [Kippenhahn und Möllenhoff, 1975; § 10], haben Magnetfelder stets einen gewissen, manchmal sogar entscheidenden Einfluß auf die Dynamik astrophysikalischer Plasmen, selbst dann, wenn diese nur teilweise ionisiert sind. Für die Dynamik von Hochgeschwindigkeitswolken sind daher die interstellaren und intergalaktischen, insbesondere aber die Halomagnetfelder von Bedeutung. Seit der Entdeckung der Radioastronomie durch Karl G. Jansky im Jahre 1932 hat es in der Beobachtung galaktischer Magnetfelder enorme Fortschritte gegeben. Kurzwellige Radiostrahlung ist zur Messung galaktischer Magnetfelder besonders geeignet, da die großen Radioteleskope noch extrem schwache Strahlungsleistungen von 10^{-15} W nachweisen können und außerdem der störende Einfluß von Wolken geringer ist als bei kürzeren Wellenlängen [Beck, 1997]. Die Abbildung 2.25 zeigt die Gesamtintensität einer Durchmusterung der Milchstraße für Radiowellen mit 6.6 m, 73 cm und 21 cm Wellenlänge. Die höchste Radiointensität findet sich im Zentrum der Milchstraße im Zentrum der Karten. Deutlich zu erkennen ist auch die galaktische Scheibe und der ausgedehnte Radiohalo der Milchstraße, dessen filamentartige Struktur auf starke vertikale Strömungen schließen läßt. Solch ausgedehnte Radiohalos wurden auch in anderen Galaxien wie z.B. NGC 4631, NGC 891 und M 82 gefunden [Seaquist und Odegard, 1991; Reuter et al., 1992; Hummel et al., 1988; Hummel und Dahlem, 1990; Hummel et al., 1991]. Ihre z -Ausdehnung reicht von 5 kpc bis zu 8 kpc [Lesch und Harnett, 1993]. Um die Stärke und Orientierung galaktischer Magnetfelder zu messen, bedient man sich unterschiedlicher Methoden. Die wichtigsten unter ihnen sind die Radiopolarisationsmessung, die Messung der Sternlichtpolarisation, des Zeeman-Effektes und der Rotationsmaße von Pulsaren und extragalaktischen Quellen [Han und Wielebinski, 2002; Zeldovich et al., 1983]. Bei diesen Meßmethoden muß zwischen aktiven und passiven Messungen unterschieden werden. Während bei den aktiven Methoden die Magnetfelder am Ort der Entstehung oder Absorption der Strahlung bestimmt werden, werden bei den passiven Methoden die Magnetfelder entlang der Sichtlinie zwischen der Strahlungsquelle und dem Beobachter bestimmt. Alle hier beschriebenen Methoden messen jedoch den polarisierten Anteil der Radiostrahlung. Beim Zeeman-Effekt gibt die Aufspaltung einer Emissions- oder Absorptionslinie, z.B. der 21 cm-Linie, Aufschluß über die Stärke der Magnetfeldkomponente parallel zur Sichtlinie [Han und Wielebinski, 2002]. Aufgrund der nur sehr schwachen Magnetfelder — wenige μG entlang der Sichtlinie — ist die Aufspaltung jedoch sehr gering und nur schwer gegen instrumentelle Meßfehler abzugrenzen [Verschuur, 1995]. Daher hält sich die Zahl der bisher erfolgreichen Zeeman-

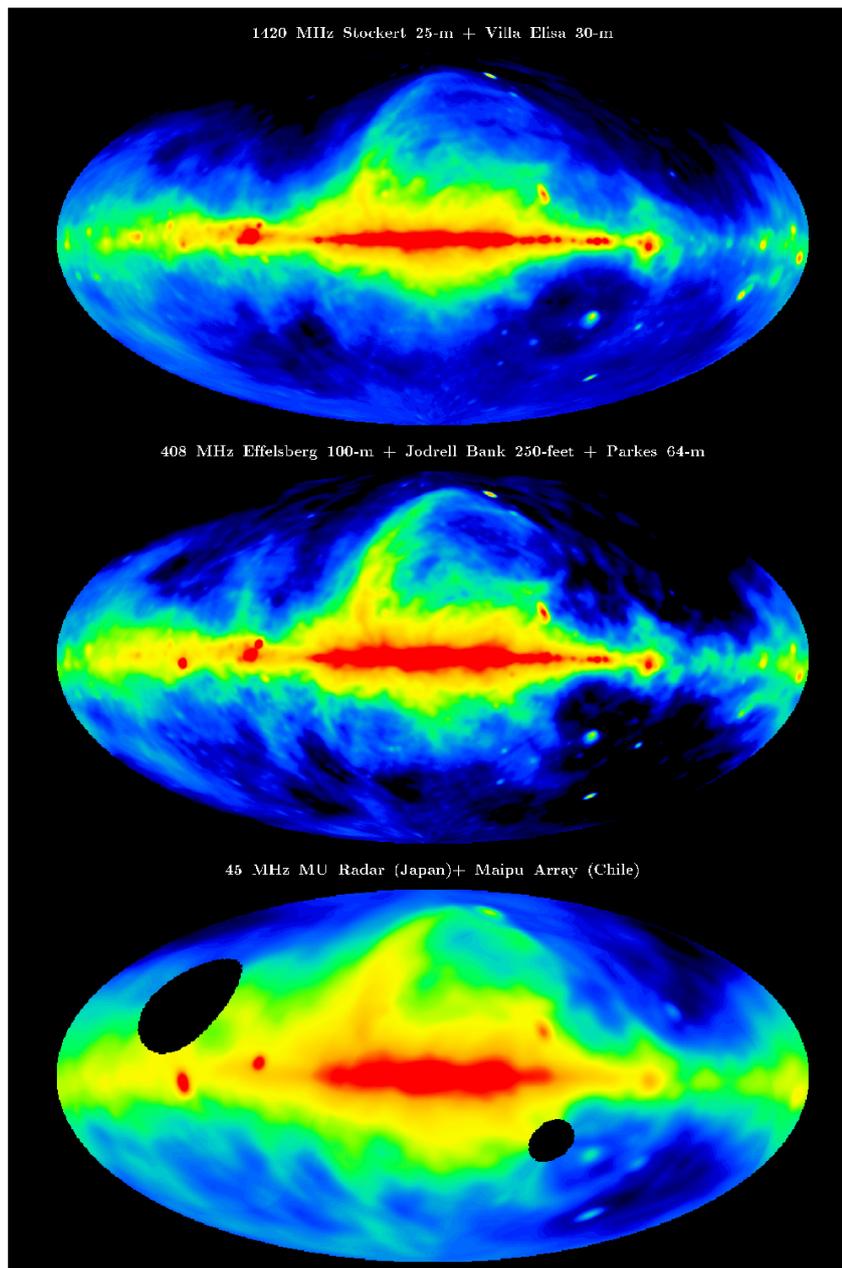


Abb. 2.25: Durchmusterungen der Milchstraße bei 45 MHz ($\lambda = 6.6$ m), 408 MHz (73 cm) und 1420 MHz (21 cm). Das galaktische Zentrum im Mittelpunkt der Karten weist die intensivste Emission auf. (Quelle: <http://www.mpifr-bonn.mpg.de/research/highlight/yearbook01a/index.html>)

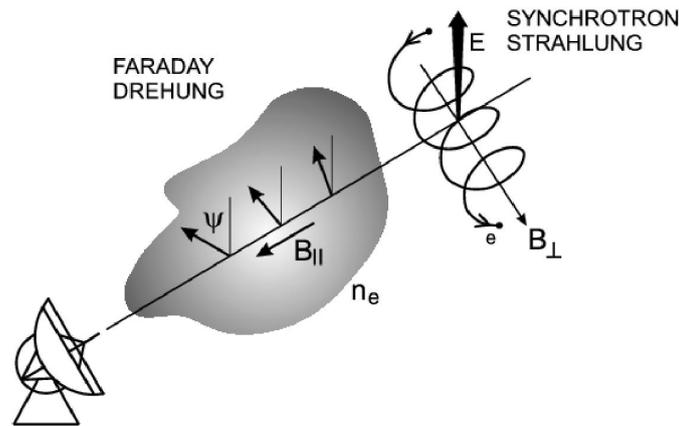


Abb. 2.26: Schematische Darstellung des Synchrotronstrahlungsprozesses und der Faraday-Rotation (Quelle: <http://www.mpifr-bonn.mpg.de/research/highlight/yearbook01a/index.html>)

Detektionen bei der 21 cm-Linie in Grenzen. [Kazès et al. \(1991\)](#) führten erfolgreiche Zeeman-Messungen an mehreren HVCs durch. Ihre Daten liefern Werte um etwa $10 \mu\text{G}$ für die Parallelkomponente des Magnetfeldes, vergleichbar mit den Magnetfeldern normaler galaktischer HI-Wolken. Sie schließen daraus, daß es keinerlei Anzeichen für eine Magnetfeldkompression gibt. Dennoch liegen die gemessenen Magnetfeldstärken deutlich über dem Wert von einigen Mikro-Gauß für Halomagnetfelder [[Beuermann, 1985](#); [Bregman, 1980](#); [Kalberla und Kerp, 1999](#); [Miniati et al., 1999](#)], wobei ein Wert von etwa $1 \mu\text{G}$ für große z -Höhen realistisch erscheint [[Kalberla und Kerp, 1998](#)]. Da sich mit heutigen Zeeman-Messungen solch dünne Randschichten wie die magnetische Barriere noch nicht auflösen lassen, kann man eine Magnetfeldkompression jedoch nicht wirklich ausschließen. Vielmehr ist eine solche unausweichlich, da sich die teilweise ionisierten Wolken mit hoher Geschwindigkeit relativ zum magnetisierten Hintergrundplasma bewegen.

Die Synchrotronstrahlung wird im wesentlichen von hochenergetischen Elektronen, in den meisten Fällen aus der kosmischen Hintergrundstrahlung, bei ihrer Gyrationbewegung um die Magnetfeldlinien emittiert ([Abb. 2.26](#)). Sie ist senkrecht zum Magnetfeld polarisiert und gibt dadurch Aufschluß über die Magnetfeldkomponente senkrecht zur Sichtlinie. Die Intensität der Synchrotronstrahlung ist dabei proportional zu B_{\perp}^2 [[Lang, 1980](#); [Kapitel 1.25.](#)]. Zusammen mit Zeeman-Messungen läßt sich daraus also ein dreidimensionales Bild der gemessenen Magnetfelder zusammensetzen.

Einen Wert für die Senkrechtkomponente des Magnetfeldes liefert auch die Messung von Sternenlicht, daß bei der Streuung an Staubteilchen, die im galaktischen Magnetfeld ausgerichtet sind, polarisiert wird (*Davis-Greenstein-Effekt*; [Davis und Greenstein, 1951](#)). Dies ist jedoch ein passiver Effekt, bei dem das beobachtete Magnetfeld zwar die Polarisation der Strahlung, nicht aber deren Frequenz bestimmt.

Gleichfalls ein passiver Effekt ist die Faraday-Rotation von polarisierter Strahlung beim Durchgang durch ein magnetisiertes Plasma. Hierbei wirkt das magnetisierte Plasma

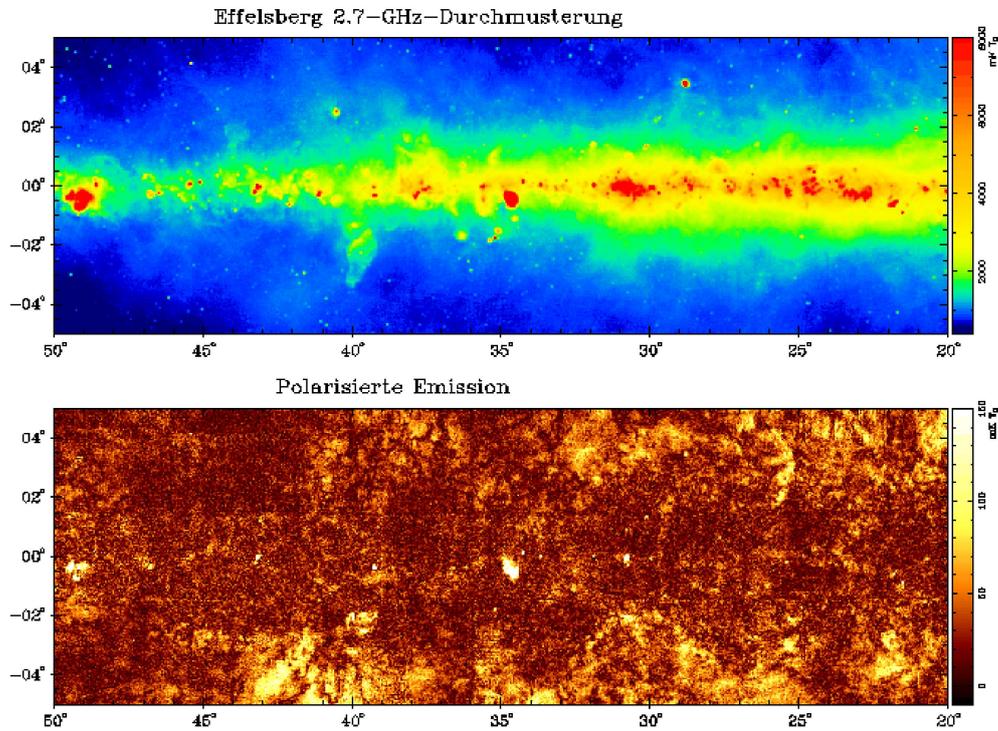


Abb. 2.27: Diffuse und polarisierte Emission der Milchstraße bei 2.7 GHz
(Quelle: <http://www.mpifr-bonn.mpg.de/research/highlight/yearbook01a/index.html>)

durch seine freien Elektronen wie ein optisch aktives Medium und dreht den Polarisationsvektor des elektrischen und magnetischen Feldes beim Durchgang durch das Plasma in Abhängigkeit von der Elektronendichte und der Parallelkomponente des Magnetfeldes. Dies ist in Abbildung 2.26 anschaulich dargestellt. Der Winkel, um den der \mathbf{E} -Vektor gedreht wird, ist durch

$$\Omega = \lambda^2 RM \quad (2.13)$$

gegeben, wobei

$$RM = 0.81 \int_{Quelle}^{Beobachter} n_e \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l} \quad (2.14)$$

das *Rotationsmaß* der Sichtlinie in Richtung der beobachteten Quelle ist [Lang, 1980; Kapitel 1.33]. Das Rotationsmaß RM hängt somit von der Elektronendichte n_e und der Projektion des Magnetfeldes auf den Sichtlinienvektor $d\mathbf{l}$ ab. Dieser ist in (2.14) in Parsec anzugeben. Der Drehwinkel Ω ist in rad angegeben und hängt quadratisch von der Wellenlänge λ der gemessenen Strahlung ab. Bei Wellenlänge unterhalb von 3 cm ist die Faraday-Rotation gering [Beck, 1997], weswegen man meist längerwellige Bereiche untersucht. Als Quellen dienen dabei extragalaktische Radioquellen wie Aktive Galaktische Kerne in Quasaren und Pulsare. Da die ursprüngliche Polarisationsrichtung bei der

Emission meist nicht bekannt ist, bestimmt man das Rotationsmaß RM üblicherweise durch mehrere Messungen bei unterschiedlichen Wellenlängen. Daraus läßt sich dann die Magnetfeldrichtung und unter Kenntnis von Dimension und Ionisationsgrad des optisch aktiven Mediums entlang der Sichtlinie (z.B. einer teilweise ionisierten HVC) die Magnetfeldstärke bestimmen.

Nach den bisherigen Messungen nimmt man an, daß galaktische Magnetfelder aus einer mittleren geordneten Komponente und einer ungeordneten, turbulenten Komponente bestehen. Aus dem Vergleich von polarisierter und unpolarisierter Radiostrahlung von Galaxien entnimmt man, daß beide Komponenten Feldstärken im Bereich von wenigen μG besitzen [Miniati et al., 1999]. Die Abbildungen 2.27 und 2.28 zeigen Darstellungen der diffusen, d.h. unpolarisierten, und polarisierten Radiointensität bei 2.7 GHz für einen Teil der Milchstraße und NGC 4631. Man erkennt daraus, daß die unpolarisierte Intensität schnell mit der Entfernung von der Scheibe abnimmt, während die polarisierte Intensität ihr Maximum in einiger Entfernung von der galaktischen Scheibe hat. Eine mögliche Erklärung liegt in den turbulenten Gasbewegungen aufgrund von Supernovae-Explosionen, Sternentstehungen und stellaren Winden innerhalb der galaktischen Scheibe, die zu einer Depolarisation der Radiostrahlung führen [Beck et al., 2001]. Mit zunehmender Entfernung von der Scheibe nimmt der Einfluß solche Plasmaströmungen ab, so daß der Polarisationsgrad der Strahlung ansteigt. Beobachtungen zeigen, daß stark interagierende Galaxien wie M 82 und NGC 4631 aufgrund der massiven Sternentstehung durch ihre gravitative Wechselwirkung deutlich ausgedehntere Radiohalos als schwach interagierende Galaxien wie NGC 252 oder die Milchstraße [Lesch und Harnett, 1993] besitzen. Bei ihnen findet man, daß die galaktischen Magnetfelder im wesentlichen senkrecht zur galaktischen Scheibe ausgerichtet sind [Hummel et al., 1988; Hummel und Dahlem, 1990], verursacht durch starke Gasströmungen senkrecht zur Scheibe. Anders ist es bei den schwach interagierenden Galaxien. Hier ist das reguläre Magnetfeld im wesentlichen parallel zur Scheibe ausgerichtet [Lesch und Harnett, 1993; Miniati et al., 1999]. Entscheidend dafür, ob galaktische Magnetfelder eher parallel oder senkrecht zur Scheibe ausgerichtet sind, ist das Verhältnis der Zeitskala der Sternentstehung zur Zeitskala des galaktischen Dynamos [Lesch und Harnett, 1993]. Ist die Sternentstehung langsam genug, so wird der galaktische Dynamo effizient und die galaktischen Magnetfelder werden parallel zur Scheibe ausgerichtet. Ein solcher Fall liegt bei der Milchstraße und M 51 vor. Die Abbildung 2.29 zeigt die Gesamtintensität der Radiostrahlung von M 51 bei 6 cm Wellenlänge. Die Striche geben die Richtung des Magnetfeldes an. Man sieht schön, wie die Magnetfeldstruktur der Spiralstruktur der Galaxie folgt. Bei genauerer Untersuchung zeigt sich jedoch, daß die Struktur des Magnetfeldes gegenüber den Spiralarmen der Galaxie leicht versetzt ist [Beck et al., 1999].

Verglichen mit dem Halodurchschnitt weisen die HI-Wolken mit Feldstärken von 3 bis 12 μG z.T. deutlich stärkere Magnetfelder auf [Myers et al., 1995]. Diese müssen daher durch Kompression der Halofelder entstanden sein, entweder bei der Kondensation der Wolken oder bei der in Kapitel 3 beschriebenen Bildung einer magnetischen Barriere. Aus Gleichsetzen des Staudruckes $p_S = \frac{1}{2}\rho_n v_n^2$ mit dem magnetischen Druck $p_B = B^2/8\pi$ ergibt sich, daß die Magnetfeldstärke in der magnetischen Barriere und innerhalb von HVCs mit $B \propto \sqrt{\rho_n}$ skaliert [Benjamin, 1999]. Dieses Anwachsen des Magnetfeldes mit

der Teilchendichte n läßt sich auch bei anderen Objekten beobachten. So zeigen Beobachtungen von OH - und H_2O -Maserwolken, daß für Dichten $n > 10^2 \text{ cm}^{-3}$ gilt: $B \propto n^k$ mit $k = 0.5 \pm 0.1$ [Fiebig und Güsten, 1989]. Bei der Bewegung einer HVC durch ein magnetisiertes, ideales Plasma muß es zwangsläufig zur Kompression der Komponente des Magnetfeldes senkrecht zur Bewegungsrichtung kommen. Diese endet erst, wenn der magnetische Druck den Staudruck der Plasmaströmung egalisiert. Es entsteht eine magnetische Barriere, die die HVC dynamisch stabilisiert. Dieser Prozeß wird in Kapitel 3 anhand von numerischen Simulationen detailliert beschrieben.

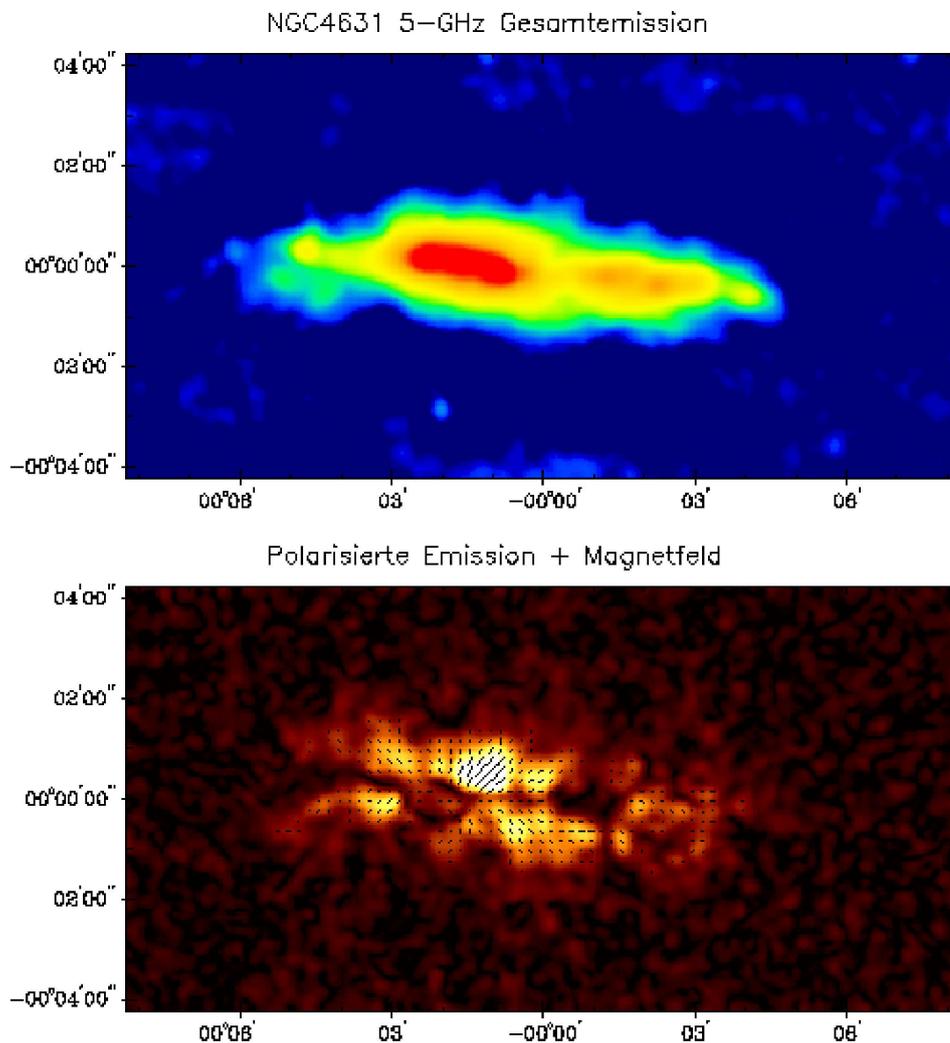


Abb. 2.28: Diffuse und polarisierte Emission der Spiralgalaxie NGC 4631 bei 2.7 GHz (Quelle: <http://www.mpifr-bonn.mpg.de/research/highlight/yearbook01a/index.html>)

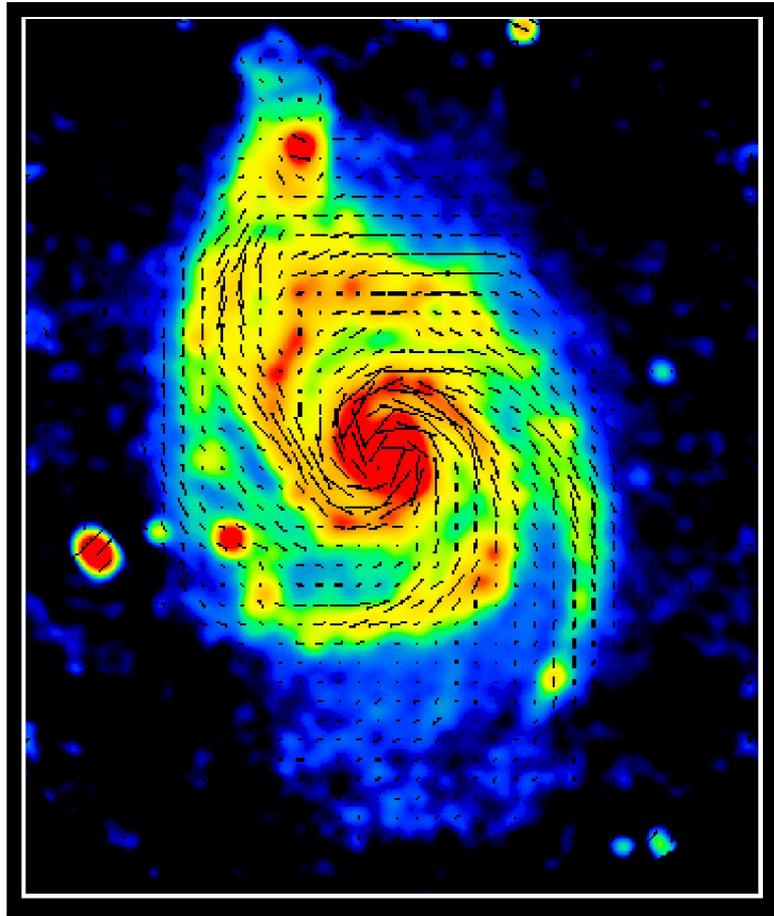


Abb. 2.29: Gesamte Radiostrahlung der Spiralgalaxie M 51 bei 6 cm Wellenlänge. Die Striche geben die Richtung der Magnetfeldlinien an. (Quelle: <http://www.mpifr-bonn.mpg.de/research/highlight/yearbook99a/index.html>)

2.3 Der kritische Geschwindigkeitseffekt

Schwierigkeiten des Photoionisationsmodells

In Kapitel 2.1 wurde das Photoionisationsmodell zur Erklärung der $H\alpha$ -Emissionen von einer Vielzahl von Hochgeschwindigkeitswolken beschrieben. Es ist in der Lage, die gemäßigten Emissivitäten der meisten HVCs in $H\alpha$ zu erklären, jedoch versagt es bei der Interpretation der $H\alpha$ -Emission der Magellanschen HVCs. **Weiner und Williams (1996)** und **Weiner et al. (2001)** beobachteten starke $H\alpha$ -Emissionen von den Frontseiten der Wolken MS II, MS III und MS IV mit einer Oberflächenhelligkeit von mehreren Hundert Milli-Rayleigh bis zu einem Rayleigh. Die gemessenen Werte sind damit mehr als eine Größenordnung höher als die vom Photoionisationsmodell vorhergesagten 45 mR

[Weiner et al., 2002; Bland-Hawthorn und Maloney, 2002]. Weiterhin variieren die gemessenen Oberflächenhelligkeiten im Magellanschen Strom um mehrere Größenordnungen [Weiner et al., 2001; 2002] (siehe Abbildung 2.6), was einem galaktischen Photoionisationsmodell widerspricht, da sich der Magellansche Strom in einer etwa konstanten Entfernung von der galaktischen Scheibe befindet und die Variationen keineswegs systematisch entlang des Stromes sind. Schließlich werden erhöhte $H\alpha$ -Emissionen besonders an den Frontseiten der HVCs gemessen, wo auch starke Dichtegradien auftreten [Weiner und Williams, 1996; Weiner et al., 2001]. Dies läßt sich mit einem homogenen

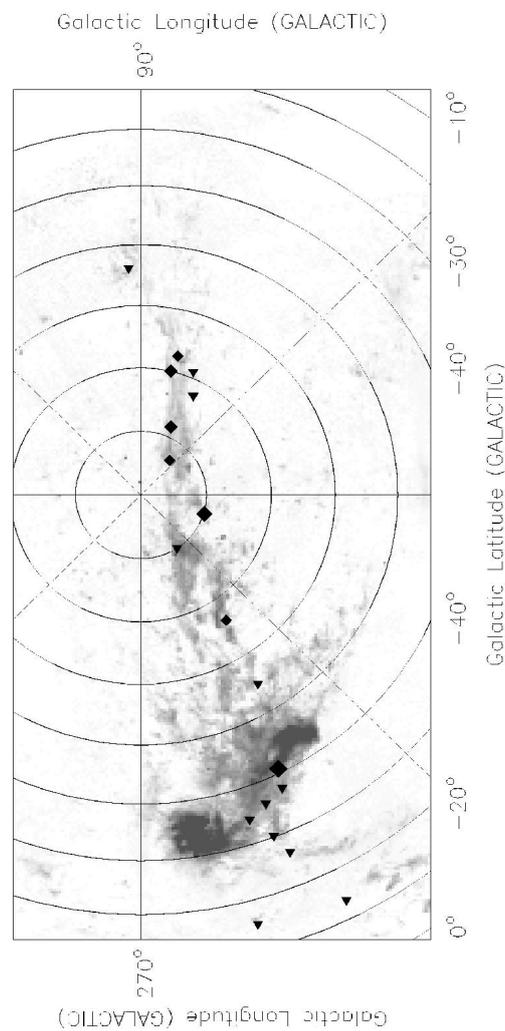


Abb. 2.30: Integrierte HI-Intensität des Magellanschen Stromes. Rauten stellen Detektionen von $H\alpha$ -Emissionen dar, wobei die Größe der Raute die Intensität wiedergibt. Dreiecke repräsentieren Nicht-Detektionen. [Putman, 2000]

Photoionisationsfluß nicht erklären. Somit benötigt man einen anderen Mechanismus zur Erklärung der beobachteten $H\alpha$ -Flüsse. In Abbildung 2.30 sind die Detektionen von $H\alpha$ -Emissionen entlang des Magellanschen Stromes durch Rauten dargestellt. Eine genauere Auflösung zeigt eine Korrelation mit starken Dichtegradienten im HI-Gas [Weiner et al., 2001]. Dies deutet auf eine Ionisation des neutralen Wasserstoffes durch Stöße hin. Für einen solchen Mechanismus sprechen auch die Detektionen von OVI-Absorption entlang des Magellanschen Stromes [Weiner et al., 2001]. Eine mögliche Erklärung wäre die Ionisation des Wasserstoffes durch starke Schockwellen. Jedoch wurden bisher keine Anzeichen von solchen Schockwellen im Zusammenhang mit den Magellanschen HVCs beobachtet. Wir stellen in diesem Kapitel mit dem kritischen Geschwindigkeitseffekt einen alternativen und effektiven Ionisationsmechanismus vor, der in der Lage ist, die starken $H\alpha$ -Emissionen der Magellanschen HVCs auch ohne Schockwellen zu erklären.

Die Theorie des kritischen Geschwindigkeitseffekts

Die Bewegung der Hochgeschwindigkeitswolken des Magellanschen Stromes durch den äußeren galaktischen Halo sind ein Beispiel für die Wechselwirkung eines kalten, schwach ionisierten Gases mit einem vollständig ionisierten, magnetisierten Plasma. Im Jahre 1954 stellte H. Alfvén die Behauptung auf, daß ein Plasmastrom mit Geschwindigkeit $\mathbf{v} = v\hat{e}_x$ senkrecht zu einem Magnetfeld $\mathbf{B} = B_0\hat{e}_z$ das umgebende Neutralgas ionisiert,

Elemente in atomarer Form		Ionisationspotential φ_I in V	Atomares Gewicht A in m_u	Kritische Geschwindigkeit v_c in km s^{-1}
Wasserstoff	H	13.6	1	51.0
Helium	He	24.6	4	34.3
Sauerstoff	O	13.6	16	12.8
Stickstoff	N	14.5	14	14.1
Neon	Ne	21.6	20	14.4
Schwefel	S	10.4	32	7.9
Kohlenstoff	C	11.3	12	13.4
Barium	Ba	5.2	137	2.7

Tabelle 2.3: Erste Ionisationspotentiale und kritische Geschwindigkeiten für einige häufige Elemente [Raduu, 1981]

wenn seine Relativgeschwindigkeit den kritischen Wert

$$v_c = \sqrt{\frac{2e\varphi_I}{m_a}} \quad (2.15)$$

überschreitet [Alfvén, 1954; 1960]. Dabei bezeichnen $e = 4.8 \cdot 10^{-10}$ statcoul die Elementarladung, φ_I das Ionisationspotential und m_a die Masse des Neutralgasatoms. Die kritische Geschwindigkeit v_c ist damit die Geschwindigkeit, bei der die kinetische Energie des Neutralgasatoms seiner Ionisationsenergie entspricht. In Tabelle 2.3 sind die Ionisationspotentiale φ_I und kritischen Geschwindigkeiten v_c für die ersten Ionisationsstufen einiger häufiger Elemente angegeben. Die atomare Masseneinheit ist mit m_u bezeichnet. Zwei Dinge sind hierbei wichtig. Erstens: Alle aufgeführten kritischen Geschwindigkeiten sind deutlich kleiner als die typischen LSR- und Abweichungsgeschwindigkeiten der HVCs im Magellanschen Strom. Und zweitens: Das Helium-Atom hat aufgrund seiner viel größeren Masse trotz des höheren Ionisationspotentials eine geringere kritische Geschwindigkeit als das Wasserstoff-Atom.

Die Geometrie des kritischen Geschwindigkeitseffekts im Ruhesystem des Neutralgases ist in Abbildung 2.31 schematisch dargestellt. Bei der Bewegung des Plasmas mit Geschwindigkeit v senkrecht zum Magnetfeld \mathbf{B} entsteht durch die Lorentzkraft auf die Ladungen wie beim Hall-Effekt ein elektrisches Polarisationsfeld

$$\mathbf{E} = -\frac{1}{c} [\mathbf{v} \times \mathbf{B}] , \quad (2.16)$$

wobei c die Lichtgeschwindigkeit ist. Dieses Polarisationsfeld ermöglicht andererseits über die $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -Drift die Bewegung des Plasmas senkrecht zum Magnetfeld mit der

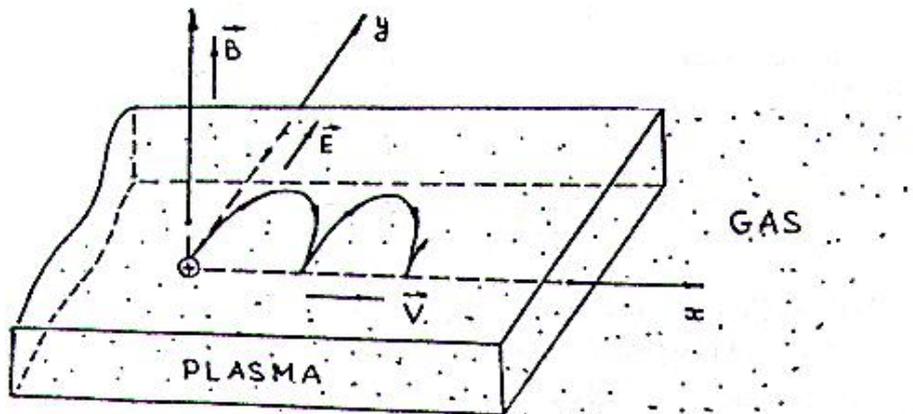


Abb. 2.31: Schematische Darstellung der Strömung eines Plasmas durch ein neutrales Gas senkrecht zu einem Magnetfeld und der Trajektorie eines neu ionisierten Atoms im \mathbf{E} - und \mathbf{B} -Feld [Galeev, 1981]

Driftgeschwindigkeit

$$\mathbf{u}_E = \mathbf{v} = c \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2}. \quad (2.17)$$

Die Entstehung des Polarisationsfeldes \mathbf{E} ist in Abbildung 2.32 anhand eines Wasserstoff-Plasmas (e^- , H^+) dargestellt. Die neu ionisierten Atome und neuen freien Elektronen werden in diesem Polarisationsfeld beschleunigt und aufgrund ihrer unterschiedlichen Gyrationkreisfrequenzen $\omega_{c_{e,i}} = eB/m_{e,i}c$ auf einer Zeitskala $\tau < \omega_{c_i}$ räumlich voneinander getrennt, was dazu führt, daß ein entgegengerichtetes Polarisationsfeld $\Delta\mathbf{E}$ entsteht, welches das ursprüngliche Polarisationsfeld und damit die Driftgeschwindigkeit (2.17) verringert. Somit wird durch den Ionisationsprozeß eine Abbremsung der Plasmabewegung bewirkt. Energie wird vom Plasma auf die neuen Ionen übertragen [Raduu, 1978].

Auf den ersten Blick könnte man meinen, daß bei Geschwindigkeiten, die größer als die kritische Geschwindigkeit sind, die Neutralgasatome durch inelastische Stöße mit den Plasmaionen und -elektronen ionisiert werden. Dabei treten jedoch zwei Probleme auf. Zur Ionisation beim inelastischen Stoß kann nur die kinetische Energie der Ionen im Schwerpunktssystem aufgewendet werden. Somit muß deren Geschwindigkeit also etwa doppelt so groß (bei Massengleichheit von Ionen und Neutralgasatomen) wie die kritische Geschwindigkeit sein [Sherman, 1973]. Weiterhin ist der Ionisationsquerschnitt des Wasserstoffatoms gegen ionisierende Stöße mit Ionen kleiner als mit Elektronen [Mitchner und Kruger, 1973; Kapitel 2.14]. Die kinetische Energie der Elektronen mit der kriti-

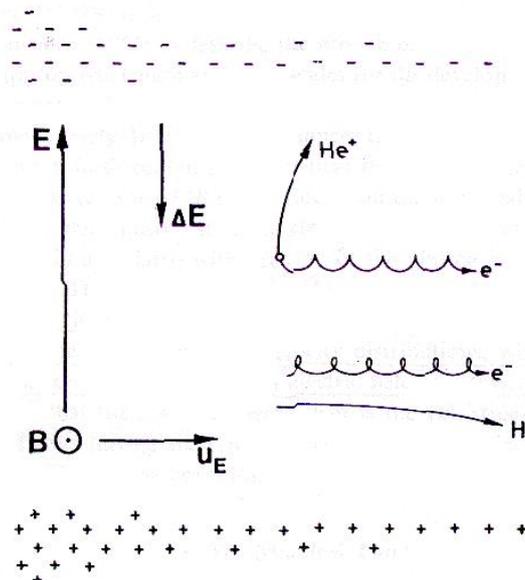


Abb. 2.32: Ein Wasserstoff-Plasma bewegt sich mit der $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -Driftgeschwindigkeit \mathbf{u}_E senkrecht zum Magnetfeld. Die Trajektorie der neu ionisierten Atome ist am Beispiel des Heliums dargestellt. [Raduu, 1978]

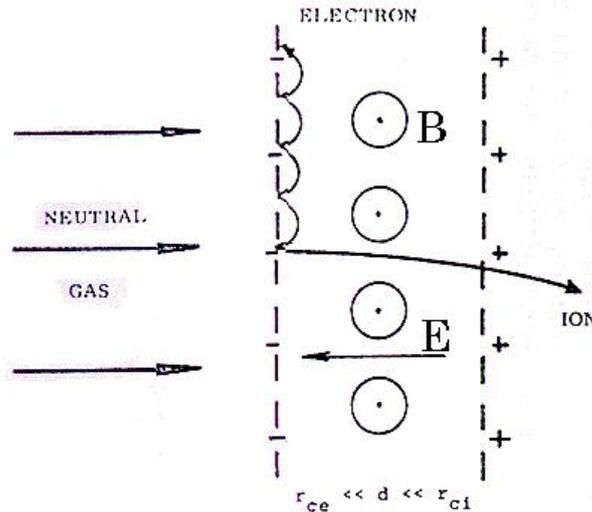


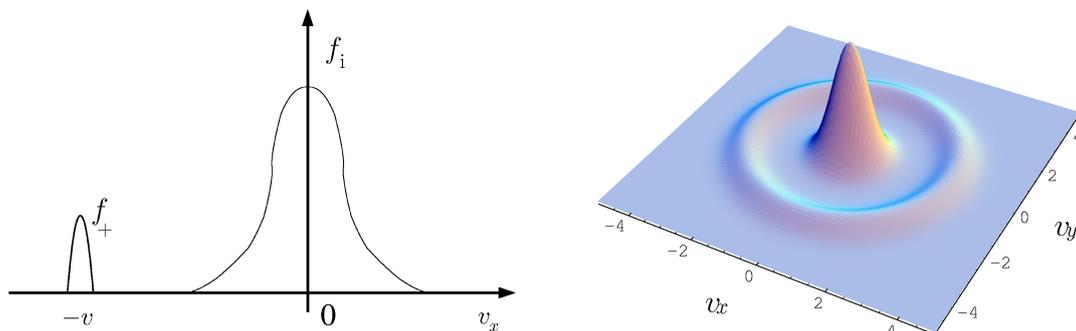
Abb. 2.33: Ein Neutralgas bewegt sich über ein magnetisiertes Plasma. Die Trajektorie eines neu erzeugten Ions und das Polarisationsfeld durch die neu entstandenen Ionen ist dargestellt. [Newell, 1985]

sehen Geschwindigkeit ist jedoch um einen Faktor m_e/m_i kleiner als die der Ionen und liegt damit im Bereich von Milli-Elektronenvolt. Beim *kritischen Geschwindigkeitseffekt* handelt es sich nun um einen Mechanismus, der die Elektronen auf die zur Ionisation benötigten Energien bringt.

Betrachten wir dazu den äquivalenten Fall eines Neutralgases, welches sich mit Relativgeschwindigkeit v durch ein Plasma und senkrecht zu einem Magnetfeld \mathbf{B} bewegt (Abb. 2.33). Die neu entstandenen Ionen besitzen aufgrund ihrer größeren Masse einen größeren Gyrationradius als die Elektronen. Daher kommt es zur Ausbildung einer polarisierten Randschicht der Dicke $r_{ce} \ll d \ll r_{ci}$, wobei $r_{ce,i} = m_{e,i}cv/eB$ die Gyrationradien der Elektronen und Ionen sind. Es entsteht ein Polarisationsfeld, welches die Bewegung der neuen Ionen abbremsen (Abb. 2.33).

Bei der Bewegung eines Neutralgases durch ein Plasma entstehen stets einige Saationen durch externe Ionisationsquellen wie UV-Photonen des Strahlungshintergrundes, hochenergetische Elektronen in stellaren Winden oder Ladungsaustausch mit den Plasma-Ionen. Die neu entstandenen Ionen und Elektronen bewegen sich nach dem Ionisationsprozeß weitgehend mit der ursprünglichen Geschwindigkeit v des Neutralgases relativ zum ruhenden Plasmahintergrund. Da nun die Elektronen eine m_i/m_e -mal höhere Gyrationfrequenz als die Ionen besitzen, verliert ihre Bewegung durch Isotropisierung schneller die von der Bewegung des Neutralgases vorgegebene Vorzugsrichtung. Die Elek-

tronen werden deutlich schneller durch die Gyrationbewegung „magnetisiert“ als die Ionen (siehe Abbildung 2.33). Auf der Zeitskala der Elektronengyration bewegen sich also die neu gebildeten Ionen im wesentlichen geradeaus. Sie bilden daher einen Ionenstrahl f_+ vor dem Hintergrund f_i der Plasmaionen (Abb. 2.34(a)). Auf der Zeitska-



(a) strahlförmige Verteilungsfunktion

(b) ringförmige Verteilungsfunktion

Abb. 2.34: Ionen-Verteilungsfunktionen beim kritischen Geschwindigkeitseffekt für die Fälle $\nu_{\text{Ion}} \gg \Omega_+$ und $\nu_{\text{Ion}} < \Omega_+$

la der Ionengyrationbewegung wird diese strahlförmige Verteilungsfunktion zu einer ringförmigen Verteilungsfunktion, wie sie in Abbildung 2.34(b) dargestellt ist. Entscheidend dafür, welcher der beiden Typen von Verteilungsfunktionen für das System der HVCs im magnetisierten Plasma nun vorliegt, ist, wie hoch die Ionisationsfrequenz ν_{Ion} im Vergleich zur Gyrofrequenz Ω_+ der neu entstehenden Ionen ist. Ist die Ionisationsfrequenz sehr viel größer als die Gyrofrequenz, so ist die Verteilung der neuen Ionen annähernd strahlförmig, während für Ionisationsfrequenzen kleiner oder gleich der Gyrofrequenz eine ringförmige Verteilung vorliegt. Beide Konfigurationen sind instabil gegen die Anregung elektrostatischer Wellen, da ihre Verteilungsfunktionen positive Gradienten $\partial f / \partial v$ besitzen [Lesch, 1987]. Die im Zusammenhang mit dem kritischen Geschwindigkeitseffekt diskutierten Instabilitäten sind die *Untere Hybrid-Driftinstabilität* und die *modifizierte Zwei-Strom-Instabilität* [Galeev, 1981; Raduu, 1978]. Bei beiden werden elektrostatische Wellen angeregt, welche die freien Elektronen durch turbulente Heizung auf höhere kinetische Energien bringen. Bei ausreichender Effizienz dieser Heizung wird ein Teil der Elektronen auf kinetische Energien jenseits der Ionisationsenergie des Neutralgases beschleunigt, so daß diese nun ionisierende Stöße mit den Neutralgasteilchen vollführen können. Die aus diesen Ionisationsprozessen hervorgehenden Ionen tragen ih-

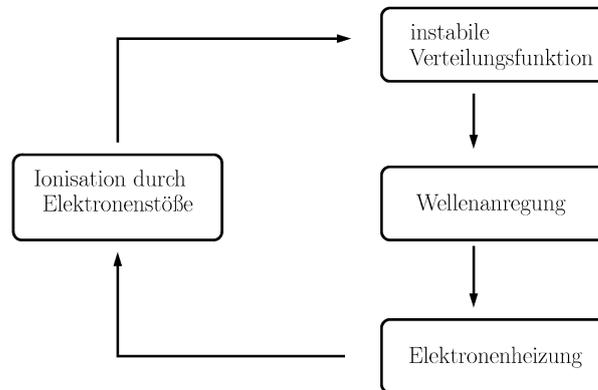


Abb. 2.35: Blockschema für den Kettenprozeß beim kritischen Geschwindigkeitseffekt [Galeev, 1981].

rerseits nun wieder zur instabilen Verteilungsfunktion bei, so daß sich der Effekt wie bei einer Gasentladung lawinenartig verstärken kann. Damit dies geschieht, müssen sich die Parameter des Plasmas und Neutralgases, sowie des Magnetfeldes innerhalb gewisser Grenzen bewegen, die nun im folgenden kurz skizziert werden sollen. Der gesamte Prozeß des kritischen Geschwindigkeitseffekts ist in Abbildung 2.35 schematisch dargestellt. Für den Fall einer Plasmaströmung relativ zu Neutralgas und Magnetfeld ergibt sich ein leicht verändertes Schema (siehe z.B. Petelski et al., 1980), die physikalischen Prozesse sind jedoch dieselben.

Energiebilanz der Elektronen:

Der Energieübertrag vom Ionenstrahl auf die Elektronen geschieht beim kritischen Geschwindigkeitseffekt stoßfrei über elektrostatische Wellen. Die Untere Hybrid-Driftinstabilität wird durch die Drift der neu gebildeten Ionen relativ zum Plasmahintergrund getrieben, während die Zwei-Strom-Instabilität, modifiziert durch das magnetische Feld, ihre Energie aus der relativen Drift zwischen den neuen Ionen und den schnell magnetisierten Elektronen nimmt. In beiden Fällen jedoch stammt die Energie für die Heizung der Elektronen aus der Relativbewegung von Neutralgas und Plasma. Man erwartet somit auch hier eine *kritische Geschwindigkeit* v_{crit} , oberhalb derer der kritische Geschwindigkeitseffekt einsetzt. Der Wert für die kritische Geschwindigkeit ergibt sich dabei aus der Energiebilanz für die Elektronen.

Die zeitliche Änderung der thermischen Energie der Elektronen beträgt [Galeev, 1981]:

$$\frac{d}{dt}(n_e k_B T_e) = \Delta E_{\text{gain}} - \Delta E_{\text{loss}} = \nu_{\text{Ion}} n_e \left[\eta \frac{1}{2} m_a v^2 - e\varphi_I \right]. \quad (2.18)$$

Hierbei bezeichnen T_e die Elektronentemperatur, $k_B = 1.38 \cdot 10^{-16}$ erg K⁻¹ die Boltzmann-Konstante und η den Bruchteil der kinetischen Energie eines neu gebildeten Ions, der in der Zeit zwischen zwei ionisierenden Stößen über die turbulente Heizung auf

die Elektronen übertragen wird. Der Energiegewinn $\Delta E_{\text{gain}} = \nu_{\text{Ion}} n_e \eta \frac{1}{2} m_a v^2$ resultiert also aus der Relativbewegung von Neutralgas und Plasma und wird durch die elektrostatischen Wellen auf die Elektronen übertragen. Die Verluste $\Delta E_{\text{loss}} = \nu_{\text{Ion}} n_e e \varphi_{\text{I}}$ rühren von den ionisierenden Stößen der Elektronen mit den Neutralgasatomen her. Die Änderung der Elektronentemperatur dT_e/dt erhält man, wenn man berücksichtigt, daß sich die Teilchendichte n_e der freien Elektronen nur durch ionisierende Stöße ändert: $dn_e/dt = \nu_{\text{Ion}} n_e$.

Im stationären Gleichgewicht $d(n_e k_B T_e)/dt = 0$ ergibt sich aus der Energiebilanz (2.18) die *kritische Ionisationsgeschwindigkeit* zu

$$v_{\text{crit}} = \eta^{-\frac{1}{2}} \sqrt{\frac{2e\varphi_{\text{I}}}{m_a}}. \quad (2.19)$$

Der Effizienzparameter η ergibt sich aus der Detailanalyse der Instabilitäten, die zur Elektronenheizung beitragen. Er ist jedoch immer kleiner als Eins.

Quasilineare Analyse für die Untere Hybrid-Mode:

Die hier dargestellte quasilineare Analyse für die Untere Hybrid-Instabilität wurde von [Galeev \(1981\)](#) durchgeführt. Für die Frequenz ω und den Wellenvektor \mathbf{k} der Unteren Hybrid-Mode gilt:

$$\begin{aligned} \omega_{c_i} \ll \text{Re}\omega \ll \omega_{c_e}, \quad \text{Im}\omega \gg \Omega_+ \\ kr_{c_e} \ll 1 \ll kr_{c_i}, \quad k_{\parallel} \ll k_{\perp}, \end{aligned} \quad (2.20)$$

wobei $\omega_{c_j} = eB/m_j c$ die Gyrofrequenzen und $r_{c_j} = v_{\text{th}_j}/\omega_{c_j}$ die Gyroradien der Teilchenspezies j des Plasmas sind. Deren thermische Geschwindigkeit ist gegeben durch $v_{\text{th}_j} = \sqrt{2k_B T_j/m_j}$. Die Gyrofrequenz der neu gebildeten Ionen ist $\Omega_+ = eB/m_a c$. Im Falle von neutralen Wasserstoffwolken wie den HVCs stimmt diese mit der Plasma-Ionen-Gyrofrequenz überein. Die Komponenten des Wellenvektors \mathbf{k} parallel und senkrecht zum Magnetfeld sind mit k_{\parallel} und k_{\perp} bezeichnet. Der Index + kennzeichnet im folgenden stets die neu gebildeten Ionen.

Um die Anwachsrate der elektrostatischen Unteren Hybrid-Moden zu ermitteln, bestimmt man deren Dispersionsrelation aus der dielektrischen Funktion des Plasmas [[Mikhailovskii, 1971](#)]:

$$\varepsilon(\omega, \mathbf{k}) = 1 + \frac{\omega_{p_e}^2}{\omega_{c_e}^2} - \frac{\omega_{p_i}^2}{\omega^2} - \frac{\omega_{p_e}^2 k_{\parallel}^2}{\omega^2 k^2} + \frac{\omega_{p_+}^2}{k^2 n_+} \int \frac{\mathbf{k} \cdot \partial_{\mathbf{v}} f_+}{\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} + i0} d^3 \mathbf{v}. \quad (2.21)$$

Hierbei bezeichnen $\omega_{p_j} = \sqrt{4\pi e^2 n_j/m_j}$ die Plasmafrequenz der Spezies j , n_+ die Dichte und $f_+(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ die Verteilungsfunktion der ionisierten Atome. $\partial_{\mathbf{v}}$ bezeichnet den Gradienten bzgl. \mathbf{v} .

Die Eigenfrequenzen $\omega_{\mathbf{k}}$ und Wachstumsraten $\gamma_{\mathbf{k}}$ der Unteren Hybrid-Moden findet man durch Lösen der Gleichung

$$\text{Re} [\varepsilon(\omega_{\mathbf{k}}, \mathbf{k})] = 0 \quad (2.22)$$

und durch Einsetzen der Lösung in die Gleichung

$$\gamma_{\mathbf{k}} = - \frac{\text{Im} [\varepsilon(\omega_{\mathbf{k}}, \mathbf{k})]}{\frac{\partial \text{Re} [\varepsilon(\omega_{\mathbf{k}}, \mathbf{k})]}{\partial \omega_{\mathbf{k}}}}. \quad (2.23)$$

Die *kinetische Wellengleichung* in der Näherung schwacher Turbulenz lautet nach [Sagdeev und Galeev \(1969\)](#):

$$\left(\gamma_{\mathbf{k}}^+ + \gamma_{\mathbf{k}}^e \right) W_{\mathbf{k}} = \text{nichtlineare Terme} . \quad (2.24)$$

Die Energiedichte in den Eigenmoden \mathbf{k} ist $W_{\mathbf{k}}$, $\gamma_{\mathbf{k}}^+$ ist die Anwachsrate der Eigenmoden durch die Wellenanregung durch die ionisierten Atome und $\gamma_{\mathbf{k}}^e < 0$ ist die Dämpfungsrate durch die Absorption der Wellen durch die Elektronen. Die Beschleunigung der Elektronen im elektrostatischen Wellenfeld führt schließlich zu einer Abweichung von der thermischen Maxwell-Verteilung der Elektronen (vgl. Gleichung (3.1)) durch Ausbildung eines hochenergetischen Ausläufers. Die neu ionisierten Atome regen aufgrund ihrer instabilen Verteilungsfunktion die Unteren Hybrid-Wellen an, die ihrerseits nun von den Resonanzelektronen im Ausläufer der Elektronenverteilungsfunktion absorbiert werden. Dadurch sinkt die Energiedichte im Wellenfeld (*Landau-Dämpfung*) und die nichtlinearen Terme in (2.24) werden unbedeutend. Damit wird aus Gleichung (2.24) die Gleichung

$$\gamma_{\mathbf{k}}^+ W_{\mathbf{k}} = -\gamma_{\mathbf{k}}^e W_{\mathbf{k}} . \quad (2.25)$$

Um eine Lösung für die Anwachsrate $\gamma_{\mathbf{k}}$ bestimmen zu können, benötigt man die quasilineare Gleichung für die zeitliche Ableitung der Verteilungsfunktion f_+ der ionisierten Atome (vgl. [Sagdeev und Galeev, 1969](#); [Galeev, 1981](#)). Im Grenzfall, daß die Ionisationszeit sehr viel größer als die quasilineare Relaxationszeit ist, läßt sich die Verteilungsfunktion der neu gebildeten Ionen als

$$f_+(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = n_+(\mathbf{r}, t) F_+(\mathbf{v}) \quad (2.26)$$

mit der auf Eins normierten quasistationären Verteilungsfunktion $F_+(\mathbf{v})$ schreiben. Für den Fall, daß eine dichte Neutralgaswolke auf ein dünnes Plasma trifft, gilt: $n_+ \gg n_i$; und somit: $n_+ \approx n_e$. Damit folgt: $\partial n_+ / \partial t = \nu_{\text{ion}} n_+$.

Unter diesen Bedingungen läßt sich das Gleichungssystem in Form einer Kette von Energieerhaltungsprozessen schreiben:

$$\begin{aligned} \underbrace{\frac{1}{2} \nu_{\text{ion}} n_+ m_a \int v^2 [F_0 - F_+] d^3v}_{\text{instabile Verteilungsfunktion}} &= \underbrace{\sum_{\mathbf{k}} 2\gamma_{\mathbf{k}}^+ W_{\mathbf{k}}}_{\text{Wellenanregung}} \\ = \underbrace{- \sum_{\mathbf{k}} 2\gamma_{\mathbf{k}}^e W_{\mathbf{k}}}_{\text{Elektronenheizung}} &=: \underbrace{\frac{1}{2} \nu_{\text{ion}} n_e \eta m_a v^2}_{\text{definiert } \eta} \end{aligned} \quad (2.27)$$

Hier bezeichnet $F_0(\mathbf{v})$ die ursprüngliche Verteilungsfunktion der neu ionisierten Atome. Im folgenden betrachten wir drei unterschiedliche Fälle für die Ionisationsrate ν_{Ion} :

1.) dichtes Neutralgas mit hoher Ionisationsrate $\nu_{\text{Ion}} \gg \Omega_+$:

In diesem Fall ist die anfängliche Verteilungsfunktion die Verteilungsfunktion eines kalten Ionenstrahls: $F_0(\mathbf{v}) = \delta(v_x + v) \delta(v_y) \delta(v_z)$.

Durch eindimensionale quasilineare Diffusion zu geringeren Geschwindigkeiten in x -Richtung bildet sich die stationäre Verteilungsfunktion

$$F_+(v_x) = \begin{cases} \frac{1}{v} & \text{für } -v \leq v_x \leq 0 \\ 0 & \text{für } v_x > 0, v_x < -v \end{cases} \quad (2.28)$$

aus, wobei v die konstante Relativgeschwindigkeit von Neutralgas und Plasma ist. Aus Gleichung (2.27) ergibt sich dann der Bruchteil η der Energie der ionisierten Atome, der durch die Wellen auf die Elektronen übertragen wird, zu

$$\eta = \frac{2}{3}, \quad (2.29)$$

unabhängig vom Wellenspektrum.

2.) niedrige Ionisationsrate $\nu_{\text{Ion}} \ll \Omega_+$:

In diesem Fall ist, wie schon erwähnt, die Verteilungsfunktion ringförmig:

$$F_0(\mathbf{v}) = \frac{1}{\pi} \delta(v_{\perp}^2 - v^2) \delta(v_{\parallel}) . \quad (2.30)$$

Die Verteilungsfunktion weitet sich hier nun sowohl zu größeren als auch zu kleineren Geschwindigkeiten v_{\perp} senkrecht zum Magnetfeld aus, bleibt jedoch in der Ebene senkrecht

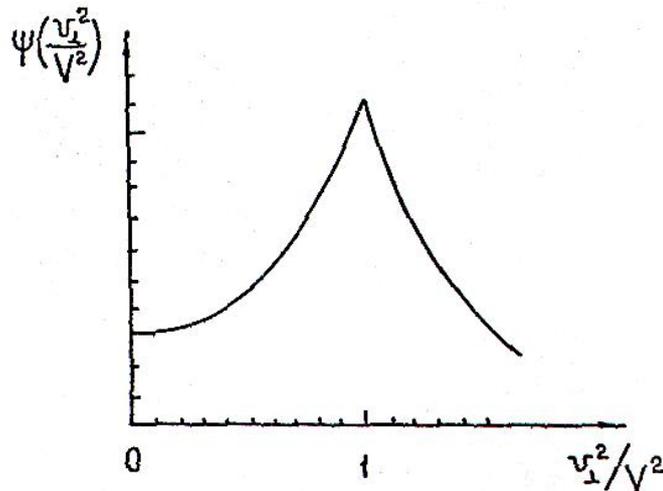


Abb. 2.36: Marginal stabile Verteilungsfunktion der ionisierten Atome im Falle einer geringen Ionisationsrate $\nu_{\text{Ion}} \ll \Omega_+$ [Galeev, 1981]

zum Magnetfeld isotrop [Galeev, 1981]. Die stationäre Verteilungsfunktion ist durch

$$F_+(\mathbf{v}) = \frac{1}{\pi v^2} \Psi\left(\frac{v_{\perp}^2}{v^2}\right) \delta(v_{\parallel}) \quad (2.31)$$

gegeben. Die zugehörige Funktion $\Psi\left(\frac{v_{\perp}^2}{v^2}\right)$ ist in Abbildung 2.36 dargestellt. Man definiert nun einen Parameter a durch das Verhältnis der quasilinearen Diffusionszeit zur Ionisationszeit:

$$a^2 := \frac{\frac{16}{25} \nu_{\text{Ion}}}{\sum_{\mathbf{k}} \frac{4\omega_{\mathbf{k}}^2}{kv} \cdot \frac{e^2 |\varphi_{\mathbf{k}}|^2}{m_a^2 v^4}}. \quad (2.32)$$

Dabei ist $k^2 |\varphi_{\mathbf{k}}|^2 / 8\pi$ die elektrische Feldenergie in der Wellenmode \mathbf{k} .

Wenn sich ein hochenergetischer Ausläufer in der Elektronenverteilungsfunktion ausbildet, fällt dieser Wellenenergielevel und der Parameter a wächst. In Abbildung 2.37 ist der Anteil der kinetischen Energie der ionisierten Atome, der auf die Elektronen übertragen wird, in Abhängigkeit vom Parameter a aufgetragen. Der Effizienzparameter η nimmt mit wachsendem a zu und erreicht seinen maximalen Wert

$$\eta(2.8) \approx 0.025 \quad (2.33)$$

bei einem Parameterwert $a \approx 2.8$.

3.) Bei kleinen ($\nu_{\text{Ion}} \ll \Omega_+$), aber nicht zu kleinen Ionisationsraten können nichtlineare Effekte bedeutsam werden.

Verwendet man nun die berechneten Effizienzparameter η , so erhält man die *kritische*

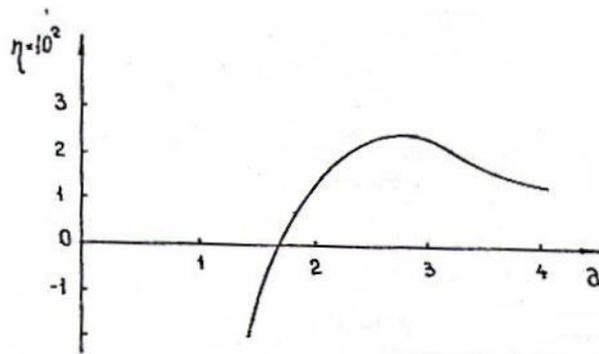


Abb. 2.37: Der Bruchteil der Energie der ionisierten Atome, der auf die Elektronen übertragen wird, in Abhängigkeit von dem Parameter a [Galeev, 1981]

Geschwindigkeit v_{crit} in Abhängigkeit von der Ionisationsrate:

$$v_{\text{crit}} = \sqrt{\frac{2e\varphi_{\text{I}}}{m_{\text{a}}}} \cdot \left\{ \begin{array}{ll} 6.3 & \text{für } \frac{\nu_{\text{ion}}}{\Omega_+} \leq 3.7 \sqrt{\frac{m_{\text{e}}}{m_{\text{a}}}} \\ & \text{Isotropisierung} \\ 6.3 \left[\frac{\nu_{\text{ion}}}{3.7\Omega_+} \sqrt{\frac{m_{\text{a}}}{m_{\text{e}}}} \right]^{1/5} & \text{für } 1 \gg \frac{\nu_{\text{ion}}}{\Omega_+} \geq 3.7 \sqrt{\frac{m_{\text{e}}}{m_{\text{a}}}} \\ & \text{nichtlineares Regime} \\ 1.15 & \text{für } \nu_{\text{ion}} \geq \Omega_+ \\ & \text{Strahl} \end{array} \right. . \quad (2.34)$$

Man erkennt hieraus und aus Tabelle 2.3 sofort, daß der kritische Geschwindigkeitseffekt für HVCs nur dann eine Rolle spielen kann, wenn die Ionisationsrate ν_{ion} hoch genug ist, um eine strahlförmige Verteilungsfunktion der neu gebildeten Ionen zu garantieren. Für den Fall der Isotropisierung reichen die Relativgeschwindigkeiten der HVCs nicht aus, um eine Gasentladung aufrechtzuerhalten.

Analyse für die modifizierte Zwei-Strom-Instabilität:

Die Driftbewegung der neu gebildeten Ionen relativ zu den Elektronen kann eine Zwei-Strom-Instabilität antreiben, welche durch das magnetische Feld im Plasma modifiziert wird. Die elektrostatischen Moden der Zwei-Strom-Instabilität beschleunigen die Elektronen dann parallel zum Magnetfeld [Buneman, 1962]. Die nun folgende Analyse der *modifizierten* Zwei-Strom-Instabilität wurde von Raduu (1978) im Hinblick auf den kritischen Geschwindigkeitseffekt durchgeführt.

Die energetisch bedeutsamsten Moden der modifizierten Zwei-Strom-Instabilität sind diejenigen, die annähernd senkrecht zum Magnetfeld propagieren [Sherman, 1969; 1972]. Das Anwachsen dieser Moden hört auf, wenn die beschleunigten Elektronen (im Ausläufer der Verteilungsfunktion) eine Energie von der Größenordnung $\frac{1}{2}m_{\text{a}}v_{\text{d}}^2$ besitzen, wobei v_{d} die Driftgeschwindigkeit der Ionen relativ zum Elektronenhintergrund ist. Damit die Elektronen ionisierende Stöße mit den Neutralgasatomen durchführen können, muß diese Energie größer als die Ionisationsenergie $e\varphi_{\text{I}}$ der Neutralgasatome sein. Somit muß gelten: $v_{\text{d}} \geq v_{\text{c}}$.

In einer solchen Situation, in der Ionen relativ zum Elektronenhintergrund und senkrecht zu einem Magnetfeld strömen, spricht man von einer *modifizierten Zwei-Strom-Instabilität*. Eine grundlegende Voraussetzung für die Beschleunigung der Elektronen durch die Moden dieser Instabilität ist, daß sich die Elektronen während des Anwachsens der Instabilität im wesentlichen parallel zu den magnetischen Feldlinien bewegen [Raduu, 1978]. Bei elektrostatischen Moden ist das elektrische Feld parallel zum Wellenvektor \mathbf{k} der Mode. Da diese im wesentlichen senkrecht zu den Feldlinien propagiert, ist auch ihr elektrisches Feld im wesentlichen senkrecht zum Magnetfeld (Abb. 2.38). Das elektrische Feld schließt nun einen Winkel θ mit dem magnetischen Feld ein. Dann ruft die \mathbf{E} -Feld-Komponente $E \cos \theta$ parallel zum \mathbf{B} -Feld eine Beschleunigung $\dot{v} = -\frac{e}{m_{\text{e}}} E \cos \theta$ der Elektronen parallel zum Magnetfeld hervor. Deren Komponente parallel zum elektrischen Feld der Mode ist nun $\dot{v} \cos \theta = -\frac{e}{m_{\text{e}}} E \cos^2 \theta = -\frac{e}{m^*} E$ mit einer neu definierten

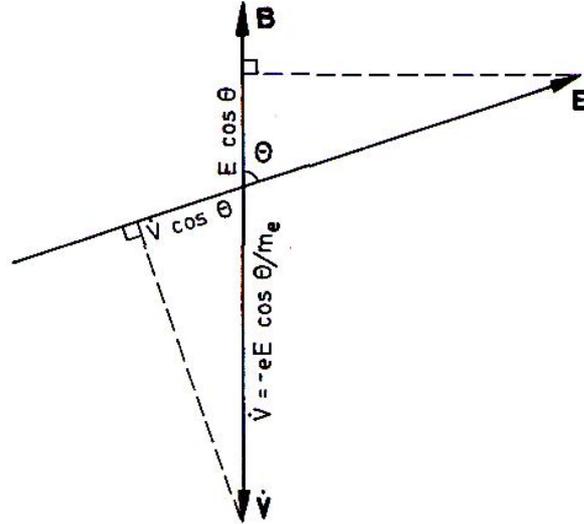


Abb. 2.38: Schematische Darstellung der Elektronenbeschleunigung bei der modifizierten Zwei-Strom-Instabilität [Raduu, 1978]

effektiven Masse

$$m^* = \frac{m_e}{\cos^2 \theta} . \quad (2.35)$$

Für Moden mit Wellenvektoren exakt senkrecht zum Magnetfeld ist diese effektive Masse unendlich. Die instabilen Moden mit Wellenvektoren, die nur annähernd senkrecht zum Magnetfeld sind, wachsen rasch an, bis die Komponenten der Elektronengeschwindigkeit und der Driftgeschwindigkeit v_d parallel zum Wellenvektor gleich groß werden. Aufgrund dieser Bedingung sind besonders die Moden, die fast senkrecht zum Magnetfeld propagieren, für die Beschleunigung der Elektronen von Bedeutung. Denn für diese wird die effektive Masse der Elektronen vergleichbar mit der Masse der Neutralgasatome $m^* \approx m_a$, so daß die endgültige kinetische Energie der Elektronen von der Ordnung $\frac{1}{2} m_e v_{\parallel}^2 = \frac{1}{2} \frac{m_e}{\cos^2 \theta} v_d^2 = \frac{1}{2} m^* v_d^2 \approx \frac{1}{2} m_a v_d^2$ ist. Diese Energie entspricht damit der Ionisationsenergie der Neutralgasatome, so daß die so beschleunigten Elektronen nun weitere Neutralgasatome ionisieren können. Eine Sättigung der Zwei-Strom-Instabilität tritt durch eine Streuung der Geschwindigkeiten der Ionen und Elektronen und durch eine Reduzierung der relativen Driftgeschwindigkeit von $v_d = v$ auf eine niedrigere Geschwindigkeit v_s ein. Die Differenz zwischen den beiden Driftgeschwindigkeiten geht als kinetische Energie $\frac{1}{2} m_a (v_d^2 - v_s^2)$ in die Heizung der Ionen und Elektronen. Die thermische Energie der Elektronen kann man nun durch

$$k_B T_e = \frac{1}{2} \alpha m_a (v_d^2 - v_s^2) \quad (2.36)$$

abschätzen, wobei der *Elektronen-Energie-Parameter*

$$\alpha = \frac{2^{2/3} \left(\frac{m_a}{m^*}\right)^{1/3}}{1 + 2^{2/3} \left(\frac{m_a}{m^*}\right)^{1/3}} \cdot \frac{1}{1 + \frac{m_a}{m^*}} \quad (2.37)$$

den Bruchteil der Energie angibt, der in die Elektronenheizung geht. In Abbildung 2.39 ist der Elektronen-Energie-Parameter in Abhängigkeit vom effektiven Massenverhältnis $m_i/m^* \approx m_a/m^*$ dargestellt. Das Maximum dieser Kurve liegt bei einem Massenverhältnis $m_a/m^* \approx 0.2075$ und bestimmt die maximale Elektronenenergie

$$k_B T_e \approx 0.4012 \left[\frac{1}{2} m_a (v_d^2 - v_s^2) \right]. \quad (2.38)$$

Die Energie wird also durch die annähernd senkrechten Moden mit $m^* \approx 4.82 m_a$ auf die Elektronen übertragen.

Eine obere Grenze für die Energie der Elektronen erhält man, wenn man annimmt, daß der Ionenstrahl vollständig abgebremst wird: $v_s = 0$. In diesem Fall entspricht der Elektronen-Energie-Parameter α dem Effizienzparameter η . Somit erhält man im günstigsten Fall der modifizierten Zwei-Strom-Instabilität einen Effizienzparameter

$$\eta \approx 0.4012 \quad (2.39)$$

und damit die kritische Geschwindigkeit

$$v_{\text{crit}} \approx 1.58 \sqrt{\frac{2e\varphi_I}{m_a}}. \quad (2.40)$$

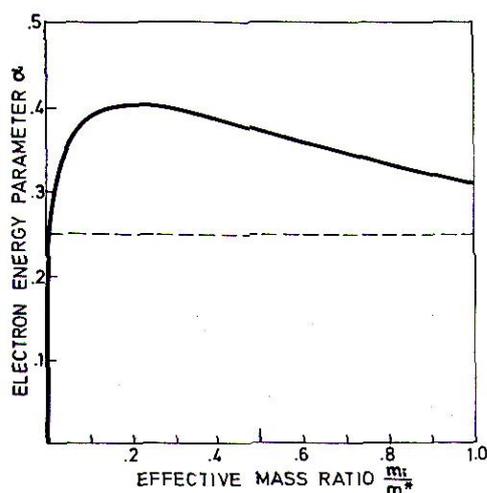


Abb. 2.39: Der Elektronen-Energie-Parameter α , der die Elektronen-Sättigungsenergie $T_e = \frac{1}{2} \alpha m_a (v_d^2 - v_s^2)$ angibt, in Abhängigkeit vom effektiven Massenverhältnis $\frac{m_a}{m^*}$ [Raduu, 1978]

Die modifizierte Zwei-Strom-Instabilität liefert damit einen ähnlichen Wert für die kritische Geschwindigkeit wie der Fall hoher Ionisationsraten ($\nu_{\text{Ion}} \gg \Omega_+$) der Unteren-Hybrid-Wellen. Eine solche Relativgeschwindigkeit von etwa 80 km s^{-1} wird von den HVCs im Magellanschen Strom, aber auch von einigen galaktischen HVCs leicht erreicht.

Bedingungen an die Neutralgasdichte:

Neben der Bedingung $v > v_{\text{crit}}$ an die Relativgeschwindigkeit v des Neutralgases sind für das Einsetzen des kritischen Geschwindigkeitseffektes noch weitere Bedingungen zu erfüllen, u.a. Bedingungen an die Neutralgasdichte.

1.) Untere Grenze der Neutralgasdichte:

Eine untere Grenze für die Neutralgasdichte ergibt sich, wenn man die Energiebilanz der Elektronen untersucht [Haerendel, 1982a]. Dazu teilt man die Elektronen in Elektronen des Hauptteils der Elektronenverteilung mit Dichte n_e und mittlerem Energiegewinn ΔW_e und Elektronen des Verteilungsausläufers mit Dichte n_T und Energiegewinn ΔW_T ein, wobei die Grenze sinnvollerweise bei der Ionisationsenergie des Neutralgases angesetzt wird: $\Delta W_T > e\varphi_I$. Wie bereits erwähnt, geht nur ein Bruchteil η der kinetischen Energie $\frac{1}{2}m_a v^2$ der neu ionisierten Atome in die thermische Heizung der Elektronen. Die Energiebilanz der Elektronen lautet somit:

$$\left(\frac{1}{2}m_a v^2 - e\varphi_I \right) \dot{n}_i \tau_{\text{inj}} = \Delta W_T n_T + \Delta W_e n_e + L. \quad (2.41)$$

Dabei bezeichnet L die Wärmeverluste der Elektronen. Die Ionisationsrate \dot{n}_i ergibt sich aus

$$\dot{n}_i = n_n n_T \sigma_{\text{Ion}} v_T, \quad (2.42)$$

wobei der Ionisationsquerschnitt σ_{Ion} nur wenig mit der Geschwindigkeit der Elektronen variiert [Mitchner und Kruger, 1973; Seite 111] und deshalb als konstant mit seinem Wert bei der Elektronengeschwindigkeit v_T angenommen wird. Die Injektionszeit τ_{inj} geht auf ein Experiment zum kritischen Geschwindigkeitseffekt zurück [Haerendel, 1982b] und bezeichnet die Zeit, die das Neutralgas braucht, um ein gegebenes Plasmaelement zu durchqueren. Im Falle der HVCs ist dies die ionisierte Randschicht. Vernachlässigt man die Verluste $L > 0$ durch Strahlung und setzt $\Delta W_T = e\varphi_I$, so erhält man als untere Grenze für die Neutralgasdichte

$$n_n > \frac{1 + \frac{\Delta W_e}{e\varphi_I} \cdot \frac{n_e}{n_T}}{\left[\eta \left(\frac{v}{v_c} \right)^2 - 1 \right] \sigma_{\text{Ion}} v_T \tau_{\text{inj}}} \quad (2.43)$$

mit $v_c = \sqrt{2e\varphi_I/m_a}$.

Die Dichte n_T der hochenergetischen Elektronen nimmt mit der Zeit aufgrund der Beschleunigung durch die elektrostatischen Wellen zu und erreicht ihr Maximum bei einem Wert, der in etwa der Umgebungsdichte n_e entspricht. Die Ionisationsfrequenz ist dann die Frequenz der ionisierenden Stöße der Ausläuferelektronen:

$$\nu_{\text{Ion}} = n_n \sigma_{\text{Ion}} v_T. \quad (2.44)$$

Ist der Energiegewinn der Elektronen im Hauptteil der Verteilung klein gegen die Ionisationsenergie ($\Delta W_e \ll e\varphi_I$), so gilt für die Ionisationsfrequenz

$$\nu_{\text{Ion}} > \left[\eta \left(\frac{v}{v_c} \right)^2 - 1 \right]^{-1}. \quad (2.45)$$

Da dieses Produkt positiv sein muß, folgt daraus die Bedingung

$$\eta \left(\frac{v}{v_c} \right)^2 - 1 > 0 \quad (2.46)$$

und daraus wieder die bekannte Bedingung für die kritische Geschwindigkeit

$$v > \eta^{-1/2} v_c. \quad (2.47)$$

2.) Townsend-Bedingung:

Wie bei der Townsend-Gasentladung ist eine grundlegende Bedingung dafür, daß es zu einer Elektronenlawine kommt, daß jedes hochenergetische Elektronen wenigstens einen ionisierenden Stoß in der Zeit des Kontaktes des Neutralgases mit dem Plasma durchführen muß:

$$\nu_{\text{Ion}} \tau_{\text{inj}} > 1. \quad (2.48)$$

Dies ist die bekannte *Townsend-Bedingung* einer Gasentladung. Mit der Definition (2.44) der Ionisationsfrequenz ergibt sich daraus der *CVE-Radius*

$$R_{\text{CVE}} = \frac{1}{n_n \sigma_{\text{Ion}}}, \quad (2.49)$$

der den Ionisationsradius angibt. Die Analyse der modifizierten Zwei-Strom-Instabilität hat gezeigt, daß die Bewegung der hochenergetischen Elektronen im wesentlichen entlang der Magnetfelder stattfindet. Senkrecht zu diesen bewegen sie sich nur mit ihrer Driftgeschwindigkeit v_{crit} aufgrund der $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -Drift. Somit ist die Dicke der ionisierten Randschicht einer Neutralgaswolke durch

$$R_{\text{mag}} = v_{\text{crit}} \tau_{\text{inj}} = \eta^{-1/2} \sqrt{\frac{m_e}{m_a}} R_{\text{CVE}} \quad (2.50)$$

gegeben. Für eine Wasserstoff-Neutralgaswolke gilt somit im Falle hoher Ionisationsraten ($\eta \approx 0.5$):

$$R_{\text{mag}} \approx \frac{1}{30} R_{\text{CVE}}. \quad (2.51)$$

Ist die Ausdehnung einer HVC kleiner als diese Dicke, so ionisiert sie bei Erfüllung der Bedingungen für den kritischen Geschwindigkeitseffekt aufgrund der Gasentladung vollständig durch.

3.) Obere Grenze der Neutralgasdichte:

Damit die elektrostatischen Wellen die Ausläuferelektronen effizient beschleunigen können,

muß das Plasma-Neutralgas-System auf der Anwachszeitskala der Instabilität stoßfrei sein:

$$\nu_{e,n} \lesssim \gamma = \frac{1}{2}\omega_{lh} . \quad (2.52)$$

Hierbei ist $\nu_{e,n}$ die (elastische) Elektron-Neutralgas-Stoßfrequenz und ω_{lh} die Frequenz der schnellst wachsenden Unteren Hybrid-Mode. Diese Bedingung muß für alle Elektronengeschwindigkeiten unterhalb der Ionisationsgeschwindigkeit $\sqrt{2e\varphi_I/m_e}$ erfüllt sein, so daß sich daraus eine obere Grenze für die Neutralgasdichte ergibt. Diese Bedingung ist für Neutralgaswolken mit typischen Dichten von $n_n \approx 1 \text{ cm}^{-3}$ und Magnetfeldstärken von $B \approx 1 \mu\text{G}$ immer erfüllt, da die Frequenzen der Unteren Hybrid-Wellen in der Größenordnung von 1 Hz liegen, während die elastische Stoßfrequenz $\nu_{e,n}$ kleiner als 10^{-5} Hz ist [Mitchner und Kruger, 1973; Seite 102].

Bedingungen an die Magnetfeldstärke:

Damit es zu einer lawinenartigen Entladung kommen kann, müssen die Anwachsrate der elektrostatischen Wellen groß genug sein. In jene geht jedoch die Stärke des Magnetfeldes ein, so daß auch an diese Bedingungen geknüpft sind [Brenning, 1985].

1.) Obere Grenze der Magnetfeldstärke:

Die Bedingung einer hohen Ionisationsfrequenz $\nu_{\text{Ion}} \gg \Omega_+$ ist eine ausreichende Bedingung, um die Isotropisierung des Ionenstrahles durch die Gyration zu verhindern. Entscheidend für die Beschleunigung der Elektronen ist jedoch auch die Anwachsrate γ der Instabilität (Untere Hybrid- oder allgemein Zwei-Strom-Instabilität). Damit es zum Einsetzen des kritischen Geschwindigkeitseffektes kommt, muß jene größer als die Gyrofrequenz der neu gebildeten Ionen sein:

$$\gamma \gg \Omega_+ = \omega_{c_i} . \quad (2.53)$$

Wir betrachten hier und im folgenden ausschließlich einelementige Plasma-Neutralgas-Systeme, wie das bei HVCs im wesentlichen der Fall ist. Die Heizung der Elektronen geschieht am effektivsten durch die Unteren Hybrid-Wellen, die annähernd senkrecht zum Magnetfeld propagieren. Diese haben eine Anwachsrate von $\gamma = \omega_{lh}/2$ mit der Unteren Hybrid-Wellenfrequenz

$$\omega_{lh} = \omega_{p_i} \left(1 + \frac{\omega_{p_e}^2}{\omega_{c_e}^2} \right)^{-1/2} . \quad (2.54)$$

Für den Fall $\omega_{p_e}/\omega_{c_e} \gg 1$ ist die Bedingung $\gamma \gg \omega_{c_i}$ immer erfüllt, da dann für die Frequenz der Unteren Hybrid-Wellen gilt: $\omega_{lh} \approx (\omega_{c_e}\omega_{c_i})^{1/2}$.

Für den Fall $\omega_{p_e}/\omega_{c_e} \ll 1$ ist die Frequenz der Unteren Hybrid-Wellen ungefähr gleich der Ionen-Plasmafrequenz $\omega_{p_i} = \sqrt{4\pi n_i e^2/m_i}$. Damit gilt $\gamma \gg \omega_{c_i}$, wenn $\omega_{p_i}/\omega_{c_i} \gg 1$, also wenn

$$\frac{\omega_{p_e}}{\omega_{c_e}} \gg \left(\frac{m_e}{m_a} \right)^{\frac{1}{2}} . \quad (2.55)$$

Daraus ergibt sich somit eine obere Grenze für die Feldstärke des Magnetfeldes, da

$$\frac{\omega_{pe}}{\omega_{ce}} = \left(\frac{4\pi n_e m_e c^2}{B^2} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (2.56)$$

Die Bedingung (2.55) an das Magnetfeld ist eine notwendige, aber nicht ausreichende Bedingung. Falls die Ionisationsrate so gering ist, daß die Plasmadichte sehr viel größer als Dichte des neu entstandenen Ionen ist, kann der Parameter ν_{Ion}/ω_{ci} bedeutender für die obere Schranke des erlaubten Magnetfeldes werden als die eigentliche Anwachsrate. **Brenning (1985)** argumentiert jedoch, daß im Falle ausreichend großer Anwachsrate auch für Ionisationsraten $\nu_{Ion} < \omega_{ci}$ eine ringförmige Verteilungsfunktion dadurch verhindert wird, daß die Ionen ihre Energie schneller an die Wellen abgeben als sie ihre Gyration ausführen. Wir werden im folgenden Abschnitt sehen, daß dies bei den Magellanschen HVCs der Fall ist.

2.) Untere Grenze der Magnetfeldstärke:

Auch ein zu schwaches Magnetfeld kann das Einsetzen des kritischen Geschwindigkeitseffektes verhindern, da die modifizierte Zwei-Strom-Instabilität durch elektromagnetische Effekte stabilisiert wird, wenn für die Relativgeschwindigkeit gilt: $v > v_A(1 + \beta_e)^{1/2}$, wobei $\beta_e = 8\pi n_e k_B T_e / B^2$ der Plasmaparameter und $v_A = B / \sqrt{4\pi\rho}$ die Alfvén-Geschwindigkeit ist. Somit ist die Elektronenheizung nur effizient, wenn

$$v < v_A(1 + \beta_e)^{\frac{1}{2}}, \quad (2.57)$$

oder

$$\frac{\omega_{pe}}{\omega_{ce}} < \frac{c}{v} \left(\frac{m_e(1 + \beta_e)}{m_i} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (2.58)$$

Zusammengenommen findet man, daß die Elektronenheizung durch die modifizierte Zwei-Strom-Instabilität nur für Magnetfeldstärken im Bereich

$$\left(\frac{m_e}{m_a} \right)^{\frac{1}{2}} \ll \frac{\omega_{pe}}{\omega_{ce}} < \frac{c}{v} \left(\frac{m_e(1 + \beta_e)}{m_i} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.59)$$

effizient genug ist, um den kritischen Geschwindigkeitseffekt anzutreiben.

Anwendung des kritischen Geschwindigkeitseffektes auf den Magellanschen Strom

Experimentelle und astrophysikalische Anwendungen:

Der kritische Geschwindigkeitseffekt wurde in einer Reihe von Laborexperimenten untersucht und nachgewiesen. Dabei wurden im wesentlichen zwei Klassen von Experimenten durchgeführt. Bei den „Kollisions-Experimenten“ (z.B. **Danielsson und Kasai, 1968; Danielsson, 1970; 1974; Danielsson und Brenning, 1975; Brenning, 1981; Venkataramani, 1981**) ließ man ein Plasma mit einer superkritischen Geschwindigkeit mit einer Neutralgaswolke kollidieren. Bei den „Entladungs-Experimenten“ hingegen wurde

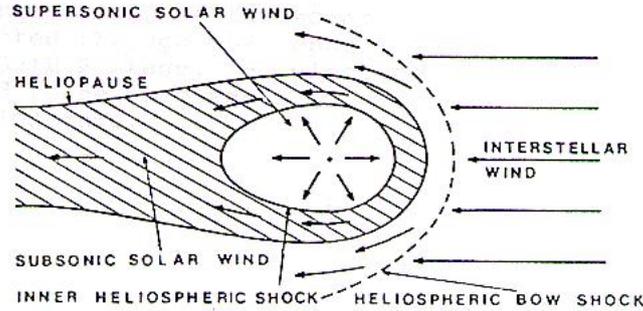


Abb. 2.40: Schematische Darstellung der Heliosphäre (nach Petelski et al., 1980)

ein Strom durch ein Neutralgas quer zu einem Magnetfeld getrieben (vgl. Brenning, 1985). Neben den Laborexperimenten wurden auch Experimente mit Ionenstrahlen im All durchgeführt (z.B. Haerendel, 1982b). Weitere Szenarien, bei denen der kritische Geschwindigkeitseffekt von Bedeutung sein kann, sind protoplanetarische Nebel, die Komae von Kometen [Formisano et al., 1982; McComas et al., 1987; Flammer et al., 1997], die Atmosphären von Planeten ohne eigenes Magnetfeld wie der Venus [Luhmann, 1986; Luhmann et al., 1992], sowie von Monden wie Io, galaktische Jets mit hohen Ausströmungsgeschwindigkeiten und nicht zuletzt die Wechselwirkung des Sonnenwindes mit dem interstellaren Wind an der Heliopause (Abb. 2.40).

Anwendung auf die Magellanschen HVCs:

Wir wollen hier jedoch den kritischen Geschwindigkeitseffekt auf die Hochgeschwindigkeitwolken im Magellanschen Strom anwenden.

Für Plasmen mit großem Plasmaparameter β_e ist eine effiziente Ionisierung mit dem kritischen Geschwindigkeitseffekt für Geschwindigkeiten $v < \sqrt{2k_B T_e / m_i}$ möglich. Im Magellanschen Strom finden wir jedoch ein Plasma mit kleinem Plasmaparameter vor: $\beta_e \approx 0.08$ für $n_e = n^{\text{halo}} = 10^{-4} \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 2 \cdot 10^6 \text{ K}$ und $B^{\text{halo}} = 3 \mu\text{G}$. Daher können wir den Plasmaparameter in der Ungleichung (2.59) vernachlässigen. Nehmen wir nun Quasineutralität $n_e \approx n_i =: n$ an —, was aufgrund der geringen Ionisationsrate von $\nu_{\text{Ion}} \approx 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ gerechtfertigt ist, — und betrachten reine Wasserstoff-Wolken $m_a = m_i = m_p$, so ergibt sich aus der Ungleichung (2.59) die folgende Bedingung an die Plasmadichte n und die Magnetfeldstärke B :

$$7 \text{ G}^{-1} \text{ cm}^{-\frac{3}{2}} \ll \frac{n^{\frac{1}{2}}}{B} < 7 \frac{c}{v} \text{ G}^{-1} \text{ cm}^{-\frac{3}{2}}, \quad (2.60)$$

oder

$$v_A \ll c < \frac{v_A}{v} c. \quad (2.61)$$

Wie man aus der Ungleichung (2.60) erkennt, ist die obere Grenze für das Magnet-

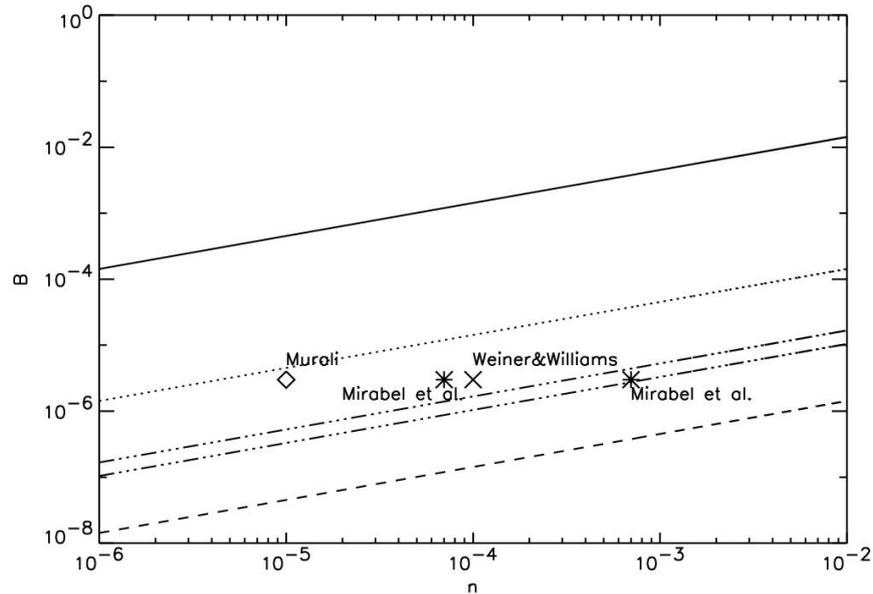


Abb. 2.41: Der kritische Geschwindigkeitseffekt in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke und der Plasmadichte. Die Datenpunkte repräsentieren Parameter für die Magellanschen HVCs.

feld unabhängig von der Relativgeschwindigkeit der Neutralgaswolke zum Plasma. In Abbildung 2.41 ist das Regime von Feldstärken B und Plasmadichten n , in dem der kritische Geschwindigkeitseffekt aktiv ist, in doppellogarithmischer Auftragung dargestellt. Der kritische Geschwindigkeitseffekt ist somit in dem Bereich zwischen der oberen durchgezogenen Linie ($B \ll n^{1/2}/7 \text{ G cm}^{3/2}$) und den unterbrochenen Linien ($B > n^{1/2}v/7c \text{ G cm}^{3/2}$) wirksam. Die einzelnen Linien wurden für repräsentative Geschwindigkeiten eingezeichnet:

- ▷ gepunktete Linie: $v = 10^{-2}c$
- ▷ gestrichelte Linie: $v = 10^{-4}c$
- ▷ obere punktiert-gestrichelte Linie: $v = 350 \text{ km s}^{-1}$
- ▷ untere punktiert-gestrichelte Linie: $v = 220 \text{ km s}^{-1}$

Wir nehmen für die typische Magnetfeldstärke im Magellanschen Strom einen Wert von $B = 3 \mu\text{G}$ an [Beuermann, 1985]. Die Halodichten können wie in Kapitel 2.1 und 2.2 beschrieben nicht direkt gemessen, sondern nur indirekt über Modelle bestimmt werden.

In Abbildung 2.41 sind die Datenpunkte für die bisher bekannten Modelle eingetragen:

- ▷ $n \approx 10^{-4} \text{ cm}^{-3}$; hydrodynamisches Reibungsmodell [Weiner und Williams, 1996]
- ▷ $n \approx 10^{-5} \text{ cm}^{-3}$; Lebenszeiten [Murali, 2000]
- ▷ $n = 7 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^{-3} - 7 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-3}$; Druckgleichgewicht [Mirabel et al., 1979].

Die Datenpunkte liegen damit alle für die gemessenen LSR-Geschwindigkeiten der Magellanschen HVCs innerhalb des CVE-Regimes (CVE = critical velocity effect). Der kritische Geschwindigkeitseffekt ist somit bei der Mehrzahl der HVCs des Magellan-

schen Stromes aktiv. Er ionisiert ihre Außenhülle und bildet dadurch eine ionisierte Randschicht an der Frontseite der HVCs. Diese wird nun von den HVCs durch das magnetisierte Plasma vor sich hergeschoben und sammelt dabei aufgrund der Idealität des Plasmas magnetischen Fluß auf. Die Feldlinien werden vor der Frontseite der Wolke komprimiert und um die Wolke herumdrapiert, während diese sich durch das Plasma hindurchbewegt. Dabei bildet sich eine sogenannte *magnetische Barriere*, wie sie in Abbildung 3.3 dargestellt ist. Dadurch erhöht sich in der Randschicht lokal die Magnetfeldstärke, was de facto bedeutet, daß sich die Datenpunkte in Abbildung 2.41 zu höheren Feldstärken hin verschieben. Der kritische Geschwindigkeitseffekt wird damit noch effektiver. Die in der Randschicht entstehenden Ströme verhindern, daß das Magnetfeld tiefer in die Wolken eindringt. Es handelt sich somit um eine echte Randschicht. Die Feldstärken können dabei aufgrund der Kompression z.T. deutlich größer als $10 \mu\text{G}$ werden (vgl. Kapitel 3). Das eben beschriebene Szenario ähnelt sehr der schon erwähnten Interaktion des Sonnenwindes mit Planeten ohne eigenes Magnetfeld oder Kometen (vgl. Kapitel 4).

Betrachten wir nun noch die Townsend-Bedingung (2.49). Für Neutralgaswolken mit typischer Dichte $n^{\text{HVC}} \approx 5 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-3}$ [Cohen, 1982] ergibt sich bei einem Ionisationsquerschnitt von $\sigma_{\text{Ion}} \approx 10^{-15} \text{ cm}^2$ [Flammer et al., 1997] ein CVE-Radius von $R_{\text{CVE}} \approx 7 \cdot 10^{-3} \text{ pc}$ und als Dicke der ionisierten Randschicht nach Gleichung (2.50) $R_{\text{mag}} \approx 2 \cdot 10^{-4} \text{ pc}$. Beide Werte sind sehr klein verglichen mit den typischen Ausdehnungen von etwa 1 kpc der Magellanschen HVCs [Weiner und Williams, 1996]. Somit findet man die neu gebildeten Ionen mit der Temperatur der Wolken hauptsächlich in einer sehr dünnen Randschicht an der Frontseite der HVCs. Dies stimmt mit den in Kapitel 2.2 beschriebenen Beobachtungen überein, daß die $\text{H}\alpha$ -Emission an den Frontseiten der HVCs, wo auch starke Gradienten in der Neutralgasdichte auftreten, besonders hoch ist. Außerdem sind die Wolken stabil gegen eine vollständige Durchionisierung aufgrund des kritischen Geschwindigkeitseffektes. Nimmt man einen Ionisierungsgrad von 50% in der Randschicht an und berücksichtigt, daß sich die ionisierenden Elektronen relativistisch bewegen, so ergibt sich nach Gleichung (2.42) eine Ionisationsrate von etwa 10^{48} s^{-1} pro Wolkenfront. Damit lassen sich die gemessenen $\text{H}\alpha$ -Flüsse erklären. Der kritische Geschwindigkeitseffekt liefert damit eine plausible Erklärung für die im Rahmen des Photoionisationsmodells nicht erklärbaren $\text{H}\alpha$ -Emissionen der Magellanschen HVCs. Selbst diffuse $\text{H}\alpha$ -Emissionen vom Inneren der HVCs lassen sich als Überreste vorheriger Ionisationsfronten erklären, die im Laufe der Zeit in die Wolke diffundiert sind oder per Sekundärionisation HI -Gas im Inneren der HVCs ionisiert hat. Weiterhin ist klar, daß der kritische Geschwindigkeitseffekt zu einer Abbremsung der HVCs führt, da die Energie für die Ionisierung der Neutralgasatome letztlich aus der Relativbewegung des Neutralgases zum Plasma stammt. UV-Absorptionsbeobachtungen [Danly, 1989; Benjamin, 1999] deuten auf eine solche Abbremsung der HVCs bei ihrer Annäherung an die galaktische Scheibe hin.

Eine letzte Stärke des Modells der Ionisation durch den kritischen Geschwindigkeitseffekt zeigt sich anhand des Problems des fehlenden, ionisierten Heliums [Reynolds und Tuftte, 1995; Domgörgen, 1997]. Dabei handelt es sich um die Beobachtung, daß trotz erhöhter $\text{H}\alpha$ -Emission der Magellanschen HVCs keine entsprechend den relativen Häufigkeiten

von Helium und Wasserstoff erhöhte Emission von ionisiertem Helium gemessen wurde. Die kritische Geschwindigkeit v_c für Helium ist zwar um einen Faktor 0.67 kleiner als für Wasserstoff (siehe Tabelle 2.3), die Effizienz des kritischen Geschwindigkeitseffekts ist jedoch aus zwei Gründen drastisch reduziert. Zum einen skaliert die Anwachsrate γ der modifizierten Zwei-Strom-Instabilität nach Gleichung (2.54) mit der Ionen-Plasmafrequenz ω_{p_i} , die für die schwerere und deutlich dünnere Heliumkomponente sehr viel kleiner als für die Wasserstoff-Ionen ist. Daher isotropisieren die Heliumionen, was zu der geringen Effizienz $\eta \approx 0.0025$ führt. Weiterhin erfüllt ihre Dichte das Townsend-Kriterium (2.48) innerhalb der Randschicht R_{mag} , innerhalb derer die modifizierte Zwei-Strom-Instabilität die Elektronen heizt, nicht. Somit unterschreitet die Heliumdichte die untere Grenze (2.43) für das Neutralgas, so daß keine lawinenartige Ionisierung stattfinden kann. Die beschleunigten Elektronen verlieren somit ihre Energie schneller durch Ionisationsstößen mit Wasserstoff-Atomen, als sie mit Helium-Atomen stoßen können. Daher ist der kritische Geschwindigkeitseffekt zwar für die Wasserstoff-Atome bedeutsam, nicht aber für die Helium-Komponente.

Wir haben in diesem Kapitel gezeigt, daß der kritische Geschwindigkeitseffekt auch ohne jegliche Stoßionisation durch Schockwellen in der Lage ist, die erhöhten $H\alpha$ -Emissionen von den Frontseiten der Magellanschen HVCs zu erklären. Er ist jedoch nicht auf die Magellanschen HVCs beschränkt. Auch bei galaktischen HVCs mit hohen Abweichgeschwindigkeiten v_{dev} dürfte er für die $H\alpha$ -Emission von Bedeutung sein. Hochaufgelöste Beobachtungen, insbesondere der Frontseiten der HVCs, können hier Aufschluß bringen. Unter Berücksichtigung des Einflusses des kritischen Geschwindigkeitseffektes sind daher auch die bisherigen Photoionisationsmodelle zu überdenken. Ein hoher $H\alpha$ -Fluß impliziert nicht zwangsläufig, daß sich die betreffende HVC in der Nähe der galaktischen Scheibe befindet.

Kapitel 3

Numerische Simulation von HVCs

3.1 Das numerische Modell

In diesem und dem folgenden Kapitel werden die Prozesse bei der Wechselwirkung kühler kompakter Neutralgasobjekte mit einem heißen Plasma untersucht. Dabei stehen die dynamische und thermische Stabilisierung der galaktischen Hochgeschwindigkeitswolken gegen das sie umgebende Halo-Plasma im Vordergrund. Die herausragende Rolle in beiden Prozessen spielen hierbei Magnetfelder, je nach betrachteter Situation galaktische oder extragalaktische.

3.1.1 Die Zwei-Flüssigkeit-Gleichungen

Zur Untersuchung von Plasma-Neutralgas-Systemen, wie sie bei Hochgeschwindigkeitswolken (HVCs) im interstellaren bzw. -galaktischen Medium auftreten, bieten sich numerisch im wesentlichen drei Möglichkeiten: Flüssigkeitsmodelle, kinetische Modelle und Hybrid-Modelle.

Kinetische Modelle werden immer dann verwendet, wenn die Phasenraumverteilungsfunktion $f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)$ benötigt wird, um die exakte Impulsverteilung der Teilchen und deren physikalische Konsequenzen zu berücksichtigen. Dies ist insbesondere dann erforderlich, wenn sich mindestens eine Plasmakomponente (Elektronen, Ionen, Neutralgas, Staub, etc.) nicht im thermischen Gleichgewicht befindet, ihre Phasenraumverteilungsfunktion $f_s(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)$ (Teilchensorte s) also von der (nicht-relativistischen) Maxwell-Verteilung [Lang, 1980; Seite 223]

$$f_s(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{n(\mathbf{x}, t)}{v_s^3} v^2 \exp\left(-\frac{\mathbf{v}^2}{2v_s^2}\right) \quad (3.1)$$

mit der thermischen Geschwindigkeit $v_s^2 \equiv k_B T_s / m_s$ abweicht, wie es z.B. bei einem Elektronenstrahl im Plasma der Fall ist.

Aus der Klimontovich-Gleichung, die für die Teilchensorte s die zeitliche Entwicklung der Teilchendichte $N_s(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)$ angibt, erhält man durch Ensemblemittelung unter Einführung

eines Stoßterms $\left(\frac{\partial f_s}{\partial t}\right)_c$ die *Boltzmann-Gleichung*

$$\frac{\partial f_s}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{x}} f_s + \frac{q_s}{m_s} \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v}}{c} \times \mathbf{B} \right) \cdot \nabla_{\mathbf{v}} f_s = \left(\frac{\partial f_s}{\partial t} \right)_c \quad (3.2)$$

für die zeitliche Entwicklung der Phasenraumverteilungsfunktion $f_s(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)$ der Teilchensorte s mit Ladung q_s und Masse m_s [Nicholson, 1983; Kapitel 3].

Für ein stoßfreies Plasma wird hieraus die *Vlasov-Gleichung*:

$$\frac{\partial f_s}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{x}} f_s + \frac{q_s}{m_s} \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v}}{c} \times \mathbf{B} \right) \cdot \nabla_{\mathbf{v}} f_s = 0. \quad (3.3)$$

Bei Flüssigkeitsmodellen werden die einzelnen Komponenten (Elektronen, Ionen, Plasma, Neutralgas, Staub, etc.) als einander durchdringende Flüssigkeiten behandelt. Dies ist dann möglich, wenn sich jede Flüssigkeitskomponente im thermischen Gleichgewicht befindet, also eine definierte Temperatur T_s besitzt, und die freien Weglängen l_s der Flüssigkeitsteilchen s wesentlich kleiner als die charakteristische Ausdehnung L_{charakt} des Systems sind. Ein Beispiel für ein Flüssigkeitsmodell ist das *Zweikomponentenmodell* für ein Plasma aus Elektronen und Ionen. Für dieses ergeben sich die Grundgleichungen mit Hilfe der Maxwell-Gleichungen durch Bildung der Geschwindigkeitsmomente der Vlasov-Gleichung im stoßfreien Fall bzw. der Boltzmann-Gleichung bei Berücksichtigung der Teilchenstöße [Nicholson, 1983; Kapitel 7].

Bei Hybridmodellen schließlich werden einzelne Komponenten des Plasmas als Flüssigkeit, andere kinetisch behandelt. Auf diese Art und Weise lassen sich kinetische Effekte wie Teilchenstöße und Anisotropieeffekte in der Verteilungsfunktion direkt implementieren.

Warum Fluidtheorie?

Im folgenden werden Plasma-Neutralgas-Systeme im Rahmen der Zwei-Flüssigkeit-Theorie untersucht. Die untersuchten Plasma-Neutralgas-Systeme sind hierbei im wesentlichen Neutralgaswolken im äußeren Halo der Milchstraße und extragalaktische kompakte Hochgeschwindigkeitswolken (CHVCs). Entscheidend für die Anwendbarkeit von hydrodynamischen Modellen auf HVCs sind die typischen Ausdehnungen des Systems und die typische mittlere Stärke des Magnetfeldes. Die typische Winkelausdehnung von HVCs liegt um $\theta \sim 1^\circ$ [Quilis und Moore, 2001]. In Abhängigkeit von ihrem Abstand D vom Beobachter läßt sich der typische Radius der HVCs nach der Formel

$$R \simeq \theta D \sim 2 \text{ kpc} (\theta/1^\circ) (D/100 \text{ kpc}) \quad (3.4)$$

berechnen. Die Abstände der HVCs vom Beobachter liegen zwischen 0.2 und 10 kpc für galaktische HVCs [Putman, 2000; Seite 149], zwischen 20 und 60 kpc für den Magellanschen Strom und bei einigen 100 kpc für extragalaktische HVCs (siehe *Abschnitt 2.1*). Damit ergeben sich typische Ausdehnungen von 4 pc bis zu 10 kpc. Die Teilchendichten

des Neutralgases in den HVCs verhalten sich umgekehrt proportional zu deren Radien: $n_c = N_{\text{HI}}/2R$. Die bisher katalogisierten HVCs [Brüns et al., 2000a] haben H_I -Säulendichten $N_{\text{HI}} \gtrsim 10^{19} \text{ cm}^{-2}$, so daß die typischen Neutralgas-Teilchendichten

$$n_c \simeq 10^{-3} \text{ cm}^{-3} \left(\frac{N_{\text{HI}}}{10^{19} \text{ cm}^{-2}} \right) \left(\frac{\theta}{1^\circ} \right)^{-1} \left(\frac{D}{100 \text{ kpc}} \right)^{-1} \quad (3.5)$$

zwischen $\sim 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$ und $\sim 1 \text{ cm}^{-3}$ liegen.

Mit Hilfe dieser Neutralgasdichten und der Teilchendichten des Haloplasmas, die im Bereich 10^{-5} – $5 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-3}$ liegen (siehe *Abschnitt 2.1*), lassen sich nun die freien Weglängen l_s der Teilchensorten s berechnen. Für die freie Weglänge l_s^M eines Teilchens s bezüglich einer Thermalisierung seines Impulses gilt [Mitchner und Kruger, 1973; Kapitel II.12]:

$$l_s^M = \frac{1}{\sum_r 2 \left(\frac{m_{sr}}{m_s} \right)^{1/2} n_r \sigma_{sr}}, \quad (3.6)$$

wobei über alle übrigen Teilchensorten r summiert wird. Hier bedeuten m_s die Masse des Teilchens s , $m_{sr} = m_s m_r / (m_s + m_r)$ die reduzierte Masse des Teilchens s beim Stoß mit einem Teilchen r , n_r die Teilchendichte der Teilchensorte r und σ_{rs} den mittleren Wirkungsquerschnitt für Impulsübertrag beim Stoß mit einem Teilchen der Sorte r . Letztere hängt stark davon ab, ob es sich um den Stoß geladener oder ungeladener Teilchen handelt, und weiterhin, mit welcher relativen Geschwindigkeit \boldsymbol{w} die beiden Teilchen kollidieren.

Für ein reines Plasma verwendet man den Rutherford'schen Streuquerschnitt für die Streuung geladener Teilchen, um die freien Weglängen der Elektronen und Ionen zu berechnen. Für den einfachsten Fall der Streuung von zwei Ionen der Ladung Ze erhält man eine freie Weglänge, die quadratisch von der Temperatur der Ionen und invers von deren Teilchendichte abhängt [Cap, 1994; Kapitel 2.4]:

$$l_{ii} \approx \frac{k_B^2 T^2}{(4\pi)^2 e^4 Z^2 \ln \Lambda_C n}, \quad (3.7)$$

wobei $k_B = 1.38 \cdot 10^{-16} \text{ erg K}^{-1}$ die Boltzmann-Konstante und $e = 4.8 \cdot 10^{-10} \text{ statcoul}$ die Elementarladung ist. Der Coulomb-Logarithmus $\ln \Lambda_C = \ln(\lambda_D/l_L)$ drückt das Verhältnis der Debye-Länge $\lambda_D = \sqrt{k_B T / 4\pi n e^2}$ zur Landau-Länge $l_L = e^2 / k_B T$ für ein Wasserstoffplasma aus und liegt bei typischen extragalaktischen und Haloplasmen mit einer Temperatur von $T \approx 2 \cdot 10^6 \text{ K}$ und einer Dichte von $n \approx 10^{-5} \text{ cm}^{-3}$ bei etwa $\ln \Lambda_C \approx 35$.

Mit diesen Werten ergibt sich für die freie Weglänge l_{ii} für Ion-Ion- und Elektron-Elektron-Stöße im Wasserstoffplasma ein Wert von maximal $\sim 2 \cdot 10^{19} \text{ cm} \approx 6 \text{ pc}$. Im Vergleich zur globalen Ausdehnung der Neutralgaswolken ist diese Weglänge im allgemeinen sehr klein, so daß eine magnetohydrodynamische Behandlung des Plasmas gerechtfertigt ist. Auf kleinen Skalen muß das Haloplasma jedoch als stoßfrei im klassischen Sinne bzw. als ideal im Hinblick auf die Magnetohydrodynamik betrachtet

werden. Tatsächlich müßten bei der Berechnung der freien Weglängen der Energietransfer statt des Impulstransfers und zusätzlich Elektron-Ion-Stöße berücksichtigt werden, was zu leicht veränderten Werten führte. Nach Cap (1994) kann man ein Plasma nur dann als kontinuierliches Medium, als Flüssigkeit, behandeln, wenn die freien Weglängen mindestens hundertmal kleiner sind als die typischen Skalen des Problems, im Falle der HVCs deren Ausdehnung. Das die HVCs umgebende Plasma läßt sich jedoch im Rahmen einer *stoßfreien Magnetohydrodynamik* beschreiben, wenn die thermische Geschwindigkeit der Teilchen wesentlich kleiner als die charakteristische Geschwindigkeit der im Plasma entstehenden Wellenbewegungen ist [Artsimowitsch und Sagdejew, 1983; Kapitel 1.10]. Die Plasmawellen übernehmen dann die Rolle der Teilchenstöße. Im Haloplasma sind diese Wellen vor allem Kompressions- und Scheralfvéwellen mit der Alfvégeschwindigkeit $v_A = \sqrt{B^2/4\pi\rho}$ als Phasengeschwindigkeit, wobei $\rho = nm_p$ die Plasmadichte ist ($m_p = 1.67 \cdot 10^{-24}$ g bezeichnet die Protonenmasse). Typische Magnetfeldstärken im Haloplasma liegen in der Größenordnung von $B \approx 1 \mu\text{G}$. Damit ergibt sich eine Alfvégeschwindigkeit von $v_A \approx 6.9 \cdot 10^7 \text{ cm s}^{-1} = 690 \text{ km s}^{-1}$. Für eine Halotemperatur von $T_i = T_e \approx 2 \cdot 10^6$ K (siehe Abschnitt 2.1) ergibt sich die thermische Geschwindigkeit $v_{\text{th},i} = \sqrt{k_B T_i / m_p}$ der Ionen zu etwa $1.28 \cdot 10^7 \text{ cm s}^{-1} = 128 \text{ km s}^{-1}$. Da es sich bei den obigen Abschätzungen um den jeweils ungünstigen Fall handelt, ist es aufgrund der deutlich kleineren thermischen Geschwindigkeit legitim, das die HVCs umgebende Plasma als Flüssigkeit im Rahmen der Magnetohydrodynamik zu behandeln. Für ein atomares Wasserstoffgas läßt sich der totale Streuquerschnitt mit Hilfe des Bohrradius $a_0 = \hbar^2 / m_e e^2 \approx 5.3 \cdot 10^{-9} \text{ cm}$ als $\sigma_n = \pi a_0^2 = 8.8 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$ abschätzen. Damit ergibt sich nach (3.6) für ein Neutralgas mit typischer Dichte $n_c \approx 10^{-1} \text{ cm}^{-3}$ eine freie Weglänge der Neutralgasteilchen von $l_n \approx 8 \cdot 10^{16} \text{ cm} \approx 2.7 \cdot 10^{-2} \text{ pc}$, die somit sehr viel kleiner als die typische Ausdehnung einer HVC ist. Zudem hat das Neutralgas in den HVCs aufgrund der endlichen Temperatur von etwa 1000 K einen endlichen Ionisationsgrad $\phi_I = n_i / (n_i + n_n)$, der durch die Saha-Gleichung [Lang, 1980; Seite 243ff.] für Wasserstoff (unter der Annahme eines lokalen thermischen Gleichgewichts)

$$\frac{n_i n_e}{n_n} = \frac{(2\pi m_e T)^{3/2}}{h^3} e^{-\frac{\varepsilon_I}{k_B T}} \quad (3.8)$$

gegeben ist. Hierbei ist $\varepsilon_I \approx 13.6 \text{ eV} \approx 2.18 \cdot 10^{-11} \text{ erg}$ die Ionisationsenergie von atomarem Wasserstoff, $h = 6.6 \cdot 10^{-27} \text{ erg s}$ das Plancksche Wirkungsquantum und $m_e \approx 9.1 \cdot 10^{-28} \text{ g}$ die Elektronenmasse. Die Dichten n_i , n_e und n_n geben die Teilchendichten der Ionen, der Elektronen und des Wasserstoffes wieder. Der Ionisationsgrad ϕ_I variiert sehr stark mit der Temperatur und liegt für eine Neutralgasdichte $n_n \approx 0.1 \text{ cm}^{-3}$ zwischen 10^{-23} für $T \approx 1000 \text{ K}$ (im Kern der Wolke) und 1 für $T \approx 10^4 \text{ K}$ (in der Kontaktschicht zwischen Wolke und Plasma). Somit liegt immer ein gewisser Anteil an Plasmateilchen im Neutralgas vor, der um so größer ist, je näher man dem Rand der HVC kommt. In der Randschicht, in der das Wasserstoffgas fast vollständig ionisiert ist, übernehmen wiederum Wellen die Aufgabe der Stöße bei der Thermalisierung der Verteilungsfunktion. Im Inneren der Wolke, wo das Gas im wesentlichen aus Neutralgas besteht, errechnet sich die freie Weglänge $l_{e,n}$ der Neutralgasteilchen gegenüber Elektro-

nenstößen nach [Lang, 1980; Seite 224]

$$l_{e,n} \approx \frac{(3k_B T_n)^2}{n_e e^4}, \quad (3.9)$$

wobei T_n die Neutralgastemperatur ist. Für eine Temperatur von $T_n \approx 1000$ K ergibt sich wegen einer freien Elektronendichte von $n_e \approx 10^{-24} \text{ cm}^{-3}$ eine freie Weglänge von $l_{e,n} \approx 1.2 \cdot 10^{37} \text{ cm} \gg l_n$, die sehr viel größer als die freie Weglänge l_n gegenüber Neutralgasstößen ist. Bei den typischerweise im Inneren der HVCs vorherrschenden Temperaturen von ~ 1000 K und darunter (siehe *Abschnitt 2.1*) dominieren somit die Neutralgas-Neutralgas-Stöße die freie Weglänge.

Zusammenfassend läßt sich festhalten, daß in allen Bereichen der betrachteten Plasma-Neutralgas-Systeme (Inneres der HVCs, Kontaktschicht und Haloplasma) eine Behandlung von Plasma und Neutralgas im Rahmen des Zwei-Flüssigkeit-Modells sinnvoll — da deutlich einfacher als eine kinetische Behandlung — und legitim ist. Aus diesem Grund werden die Wechselwirkungsprozesse zwischen dem kühlen Neutralgas der Hochgeschwindigkeitswolken und dem sie umgebenden heißen Haloplasma im Rahmen dieser Arbeit anhand von Fluidsimulationen untersucht.

Die Plasma-Neutralgas-Gleichungen

Die in dieser Arbeit verwendeten Fluidgleichungen für Plasma-Neutralgas-Systeme gehen auf die von Birk und Otto (1996) hergeleiteten quasineutralen, kompressiblen Bilanzgleichungen der Fluidkomponenten Ionen, Elektronen und Neutralgas zurück. Das entstehende Gleichungssystem für die Plasmagrößen Dichte ρ , Fluidgeschwindigkeit \mathbf{v} , Magnetfeld \mathbf{B} und Druck p , sowie für die Neutralgasgrößen Dichte ρ_n , Fluidgeschwindigkeit \mathbf{v}_n und Druck p_n besteht aus den Bilanzgleichungen für die Dichten (Kontinuitätsgleichungen), die Impulsdichten (Impulsbilanzgleichungen) und die Energiedichten (Energiebilanzgleichungen), sowie der Induktionsgleichung. Dabei handelt es sich im wesentlichen um eine Erweiterung der Grundgleichungen der *resistiven Magnetohydrodynamik* (siehe auch Krall und Trivelpiece, 1986; Priest und Forbes, 2000 und Konz, 1999; Kapitel 2 u. 3) um die Wechselwirkungsterme zwischen Plasma und Neutralgas, ergänzt durch die entsprechenden Bilanzgleichungen für das Neutralgas.

Um die Grundgleichungen der Magnetohydrodynamik (MHD) verwenden zu können, müssen die folgenden fundamentalen Bedingungen der magnetohydrodynamischen Näherung erfüllt sein [Kippenhahn und Möllenhoff, 1975; § 8]:

Die auftretenden Plasmageschwindigkeiten v und Phasengeschwindigkeiten $v_{\text{ph}} \approx L/\tau$ der Änderung der Feldgrößen sollen klein gegen die Lichtgeschwindigkeit c sein:

$$\frac{v}{c} \equiv \gamma \ll 1 \quad \text{und} \quad \frac{v_{\text{ph}}}{c} \equiv \beta \ll 1. \quad (3.10)$$

Hierbei geben L die charakteristische Länge und τ die charakteristische Zeit an, in der sich eine Feldgröße um ihren eigenen Betrag ändert.

Außerdem werden nur sehr gut leitende Plasmen betrachtet, so daß sich keine starken elektrischen Felder ausbilden können:

$$\frac{E}{B} \equiv \alpha \ll 1. \quad (3.11)$$

In der MHD-Näherung werden nun alle Glieder von zweiter und höherer Ordnung in den Kleinheitsparametern α , β und γ in den Gleichungen wie z.B. die Verschiebungsstromdichte $\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}$ vernachlässigt.

Weiterhin müssen die charakteristische Skalenlänge L und die charakteristische Zeit τ groß sein verglichen mit dem Ionen-Zyklotronradius $R_{ci} = Mv_{thi}c/eB$ bzw. der Ionen-Zyklotronzeit $\tau_{ci} = 2\pi/\omega_{ci}$, so daß über die Zyklotronbewegungen der Ionen und Elektronen räumlich und zeitlich gemittelt werden kann. Diese müssen dann im Fluid nicht berücksichtigt werden. Hier bezeichnen M die Ionenmasse (bei den im folgenden untersuchten Plasmen sind dies stets Wasserstoffionen), $v_{thi} = (k_B T_i/M)^{1/2}$ die thermische Geschwindigkeit und $\omega_{ci} = eB/Mc$ die Ionen-Zyklotronfrequenz für einfach ionisierte Ionen ($q = e$). Für eine Halotemperatur von $T_i \approx 2 \cdot 10^6$ K und ein mittleres Halomagnetfeld von $B \approx 1 \mu\text{G}$ ergibt sich ein Ionen-Zyklotronradius von $R_{ci} \approx 10^9$ cm und eine Ionen-Zyklotronfrequenz von $\omega_{ci} \approx 10^{-2} \text{ s}^{-1}$, was einer Zyklotronzeit von $\tau_{ci} \approx 10^3$ s entspricht. Zyklotronzeit und -radius sind somit sehr klein verglichen mit den charakteristischen Zeiten und Längen der untersuchten Systeme.

Die Beschränkung auf sehr gut leitende Plasmen bedeutet, daß die typischen Frequenzen ω der untersuchten Phänomene wesentlich größer als die mittlere Stoßfrequenz ν_{coll} der aufgrund ihrer höheren Mobilität hauptsächlich den Strom tragenden Elektronen mit den Ionen (Coulombstöße $\rightsquigarrow \nu_{coll} = \nu_{ei} \approx \omega_{pe}/\Lambda_e \sim nT^{-3/2}$ mit Elektronen-Plasmafrequenz $\omega_{pe} \equiv (4\pi n_e e^2/m_e)^{1/2}$, Plasmaparameter $\Lambda_e \equiv n_e \lambda_{D,e}^3$ und der Elektronen-Debyelänge $\lambda_{D,e} \equiv (k_B T_e/4\pi n_e e^2)^{1/2}$) oder mit geeigneten Plasmawellen (anomale Stoßfrequenz ν_{an} (siehe *Abschnitt 3.5.1*)) sein müssen. Für die bisher für den Halo verwendeten Plasmawerte $n_e \approx 10^{-5} \text{ cm}^{-3}$ und $T_e \approx 2 \cdot 10^6$ K ergibt sich eine Elektronen-Debyelänge von $\lambda_{D,e} \approx 3 \cdot 10^6$ cm, ein Elektronen-Plasmaparameter von $\Lambda_e \approx 3 \cdot 10^{14}$ und die Elektronen-Plasmafrequenz zu $\omega_{pe} \approx 178 \text{ s}^{-1}$. Die mittlere Stoßfrequenz liegt somit ungefähr bei $\nu_{coll} \approx 6 \cdot 10^{-13} \text{ Hz}$ und ist damit vernachlässigbar klein. Die Ohmsche Leitfähigkeit

$$\sigma = \frac{\omega_{pe}^2}{4\pi\nu_{coll}} \quad (3.12)$$

bzgl. der Teilchenstöße im Plasma ist für das Haloplasma der Milchstraße folglich sehr groß.

Im idealisierten Fall eines stoßfreien Plasmas geht die Leitfähigkeit σ gegen unendlich. Man spricht von einem *idealen Plasma* und der *idealen Magnetohydrodynamik*. Das Plasma in den Halos von Galaxien ist aufgrund seiner hohen Temperaturen und geringen Dichten im wesentlichen stoßfrei. Lediglich auf kleinen Skalen, auf denen stromgetriebene Mikroturbulenzen bedeutsam werden, muß die anomale Resistivität $\eta_{an} \equiv 1/\sigma_{an}$ berücksichtigt werden (siehe *Abschnitt 3.5.1*). Im Falle der Hochgeschwindigkeitswolken ist dies der Fall in der magnetischen Randschicht am Bug der Wolke und unter

Umständen im magnetischen Schweif. In diesem Kapitel werden sowohl Simulationen mit idealem Plasma als auch solche vorgestellt, die lokalisierte resistive Effekte mitberücksichtigen. Die physikalischen Unterschiede sind dabei oft erheblich.

Zur Herleitung der quasi-neutralen Plasma- und Neutralgas-Flüssigkeitsgleichungen geht man von den Bilanzgleichungen für Masse, Impuls und innere Energiedichte der Elektronen, Ionen und Neutralgasteilchen (im folgenden stets atomarer Wasserstoff) aus [Birk und Otto, 1996]:

$$\frac{\partial \rho_s}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho_s \mathbf{v}_s) + Q_s^c, \quad (3.13)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_s \mathbf{v}_s) = -\nabla \cdot (\rho_s \mathbf{v}_s \mathbf{v}_s) - \nabla \cdot \mathbf{P}_s + \mathbf{F}_s + \mathbf{v}_s Q_s^c + \mathbf{Q}_s^p, \quad (3.14)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_s \varepsilon_s) = -\nabla \cdot (\rho_s \varepsilon_s \mathbf{v}_s) - \mathbf{P}_s : \nabla \mathbf{v}_s + Q_s^E, \quad (3.15)$$

wobei s die Teilchenspezies angibt. $\rho_s \varepsilon_s$ ist die innere Energiedichte der Teilchenspezies s , während \mathbf{F}_s die Summe der äußeren Kräfte, wie z.B. der Lorentzkraft oder Gravitationskraft, darstellt. Die Terme $\mathbf{v}_s \mathbf{v}_s$, \mathbf{P}_s und $\nabla \mathbf{v}_s$ sind Tensoren zweiter Stufe, wobei $\mathbf{v}_s \mathbf{v}_s = \mathbf{v}_s \mathbf{v}_s^T = (v_{s_i} v_{s_j})_{i,j}$ und $\nabla \mathbf{v}_s = \nabla \mathbf{v}_s^T = (\partial_{x_i} v_{s_j})_{i,j}$ dyadische Produkte sind. Bei den „Punktprodukten“ \cdot in (3.14) und $:$ in (3.15) handelt sich um Überschiebungen von Tensoren, also eine spezielle Verjüngung des Tensorproduktes der beiden Tensoren [Bronstein et al., 1997; Abschnitt 4.3]. Die doppelte Verjüngung $\mathbf{P}_s : \nabla \mathbf{v}_s$ bedeutet beispielsweise $P_{s_{ik}} \partial_{x_k} v_{s_i}$, wobei nach Einstein-Konvention über identische Indizes summiert wird.

Die Fluidgeschwindigkeiten \mathbf{v}_s ergeben sich als erste Geschwindigkeitsmomente der entsprechenden Maxwellverteilungen f_s (siehe (3.1)).

In ähnlicher Weise sind die Quellterme Q als Momente der Stoßintegrale definiert:

$$Q_s^c = m_s \int \left[\frac{\partial f_s}{\partial t} \right]_c d^3 u_s, \quad (3.16)$$

$$\mathbf{Q}_s^p = m_s \int (\mathbf{u}_s - \mathbf{v}_s) \left[\frac{\partial f_s}{\partial t} \right]_c d^3 u_s, \quad (3.17)$$

$$Q_s^E = \frac{m_s}{2} \int (\mathbf{u}_s - \mathbf{v}_s)^2 \left[\frac{\partial f_s}{\partial t} \right]_c d^3 u_s, \quad (3.18)$$

wobei $[\partial f_s / \partial t]_c$ die Stoßterme der Phasenraumverteilungsfunktionen f_s der Spezies s aus der Boltzmann-Gleichung (3.2) und \mathbf{u}_s die Geschwindigkeiten der Einzelteilchen sind. Vernachlässigt man viskose Effekte, was bei den vorherrschenden Teilchendichten in galaktischen Halos und Neutralgaswolken legitim ist, so reduzieren sich die kinetischen Drucktensoren

$$\mathbf{P}_s = m_s \int (\mathbf{u}_s - \mathbf{v}_s)^2 f_s d^3 u_s \quad (3.19)$$

auf skalare Drücke

$$p_s = \frac{1}{3} \text{Sp}(\mathbf{P}_s). \quad (3.20)$$

Damit in den Plasma-Neutralgas-Gleichungen die Erhaltung der Massen, Impulse und Energien gewährleistet ist, müssen die Quellterme die folgenden Bedingungen erfüllen:

$$\sum_s Q_s^c = 0, \quad (3.21)$$

$$\sum_s (Q_s^c \mathbf{v}_s + \mathbf{Q}_s^p) = 0, \quad (3.22)$$

$$\sum_s \left(\frac{1}{2} Q_s^c v_s^2 + \mathbf{Q}_s^p \cdot \mathbf{v}_s + Q_s^E \right) = 0. \quad (3.23)$$

Man beachte, daß Q_s^c die inelastischen Stoßeffekte wie Ionisation und Rekombination beinhaltet, während \mathbf{Q}_s^p und Q_s^E auch den Impuls- bzw. Energieaustausch durch elastische Stöße beschreiben.

Um die quasineutralen Plasmagleichungen aus den Flüssigkeitsgleichungen für die Elektronen und (einfach geladenen) Ionen herzuleiten, verwendet man die folgenden Relationen:

$$\begin{aligned} n_e &= n_i = n, & \rho &= n(m_e + m_i) \\ p &= p_e + p_i, & \rho \mathbf{v} &= \rho_e \mathbf{v}_e + \rho_i \mathbf{v}_i \\ \mathbf{v}_i &= \mathbf{v} + \frac{m_e}{e\rho} \mathbf{j} & \text{und} & \quad \mathbf{v}_e = \mathbf{v} - \frac{m_i}{e\rho} \mathbf{j}, \end{aligned} \quad (3.24)$$

wobei Plasmavariablen durch Symbole ohne Index dargestellt sind. \mathbf{j} ist die elektrische Stromdichte.

Unter Verwendung der Relationen $Q^c \equiv Q_e^c + Q_i^c$, $\mathbf{Q}^p \equiv \mathbf{Q}_e^p + \mathbf{Q}_i^p$ und $Q^E \equiv Q_e^E + Q_i^E$, sowie des Verhältnisses

$$\rho_s \varepsilon_s = \frac{1}{\gamma_s - 1} p_s \quad (3.25)$$

zwischen innerer Energiedichte $\rho_s \varepsilon_s$ und Druck p_s findet man für das Plasma die *Kontinuitätsgleichung*

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) + Q^c, \quad (3.26)$$

die *Impulsbilanzgleichung*

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \mathbf{v}) = -\nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) - \frac{m_i m_e}{e^2} \nabla \cdot \left(\frac{1}{\rho} \mathbf{j} \mathbf{j} \right) - \nabla p + \frac{1}{c} \mathbf{j} \times \mathbf{B} + \rho \mathbf{g} + Q^c \mathbf{v} + \mathbf{Q}^p \quad (3.27)$$

und die Gleichung für die innere Energie (*Druckgleichung*)

$$\begin{aligned} \frac{1}{\gamma - 1} \frac{\partial p}{\partial t} &= -\frac{1}{\gamma - 1} \nabla \cdot (p \mathbf{v}) - p \nabla \cdot \mathbf{v} - \frac{1}{\gamma - 1} \nabla \cdot \left(\frac{m_e p_i - m_i p_e}{e\rho} \mathbf{j} \right) \\ &\quad - \frac{m_e p_i - m_i p_e}{e} \nabla \cdot \frac{\mathbf{j}}{\rho} + Q^E. \end{aligned} \quad (3.28)$$

Wie bisher bezeichnen $\mathbf{v} \mathbf{v}$ und $\mathbf{j} \mathbf{j}$ die dyadischen Produkte der entsprechenden Größen. Mit \mathbf{g} ist die Gravitationsbeschleunigung bezeichnet, während $\mathbf{j} = e(n_i \mathbf{v}_i - n_e \mathbf{v}_e)$ die

Stromdichte ist. Die Adiabatenindizes der Elektronen- und Ionenflüssigkeiten wurden gleichgesetzt:

$$\gamma_e = \gamma_i \equiv \gamma. \quad (3.29)$$

Die Details dieser Herleitung finden sich in [Zimmer, 1996; Kapitel 3.1] für den Fall eines reinen Plasmas und [Birk, 1993; Anhang A] für den Fall eines Plasma-Neutralgas-Systems. Bei der Herleitung der Impulsbilanzgleichung wurde angenommen, daß Elektronen- und Ionengeschwindigkeit bei Ionisations- und Rekombinationsprozessen näherungsweise übereinstimmen: $Q^c \mathbf{v} \approx Q_e^c \mathbf{v}_e + Q_i^c \mathbf{v}_i$.

Damit das Gleichungssystem für das Plasma vollständig bestimmt ist, benötigt man noch eine Gleichung für das Magnetfeld \mathbf{B} . Jene gewinnt man aus der Kombination der *Faraday-Gleichung*

$$\nabla \times \mathbf{E} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0 \quad (3.30)$$

mit dem *verallgemeinerten Ohmschen Gesetz*.

Dieses ergibt sich aus der Differenz $m_e \partial(\rho_i \mathbf{v}_i) / \partial t - m_i \partial(\rho_e \mathbf{v}_e) / \partial t$ der Impulsbilanzgleichungen für die Ionen und Elektronen [Birk, 1993; Anhang A]:

$$\begin{aligned} \frac{m_e m_i}{e} \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} &= -\frac{m_e m_i}{e^2} (m_e - m_i) \nabla \cdot \left(\frac{1}{\rho} \mathbf{j} \mathbf{j} \right) - \frac{m_e m_i}{e} \nabla \cdot (\mathbf{v} \mathbf{j} + \mathbf{j} \mathbf{v}) - \nabla (m_e p_i - m_i p_e) \\ &+ en(m_e + m_i) \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{B} \right) + \frac{m_e - m_i}{c} \mathbf{j} \times \mathbf{B} + m_e \mathbf{v}_i Q_i^c \\ &- m_i \mathbf{v}_e Q_e^c - (m_i - m_e) \mathbf{Q}^p - (m_e \mathbf{Q}_e^p - m_i \mathbf{Q}_i^p). \end{aligned} \quad (3.31)$$

Hierbei wurde für die Kraftdichte \mathbf{F}_s die Summe aus der Gravitations- und der Lorentzkraftdichte angesetzt:

$$\mathbf{F}_s = \rho_s \mathbf{g} + n_s q_s \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{v}_s \times \mathbf{B} \right), \quad (3.32)$$

wobei $q_i = e = -q_e$ die Ladung der Ionen ist. Man vernachlässigt den Term $\nabla \cdot (\mathbf{j} \mathbf{j} / \rho)$ sowie die Trägheitsterme $\partial \mathbf{j} / \partial t + \nabla \cdot (\mathbf{v} \mathbf{j} + \mathbf{j} \mathbf{v})$ gemäß der MHD-Näherung und den Ionen- und Elektronentemperatur nicht zu stark unterscheiden (lokales thermisches Gleichgewicht gemäß der MHD-Näherung). Als physikalisch sinnvollen Quellterm für die innere Energie findet man die *Ohmsche Heizrate* $\eta \mathbf{j}^2$ mit der Resistivität $\eta \equiv \sigma^{-1}$. Eine exakte Herleitung (siehe Zimmer, 1996; Kapitel 3.1) ergibt nach Auflösung von Gl. (3.31) nach der elektrischen Feldstärke \mathbf{E} und Einsetzen in die Faraday-Gleichung (3.30) unter Verwendung der Relation $\mathbf{j} = \frac{c}{4\pi} \nabla \times \mathbf{B}$ (Ampèresches Gesetz in MHD-Näherung) die *Induktionsgleichung*

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} &= \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) - \frac{c^2}{4\pi} \nabla \times (\eta \nabla \times \mathbf{B}) + c \nabla \times \left(\frac{1}{en} \nabla p_e \right) \\ &- \frac{c}{4\pi} \nabla \times \left(\frac{1}{en} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} \right). \end{aligned} \quad (3.33)$$

Die hydrodynamischen Gleichungen für das Neutralgas ergeben sich direkt aus den Bilanzgleichungen (3.13)–(3.15):

$$\frac{\partial \rho_n}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho_n \mathbf{v}_n) + Q_n^c \quad (3.34)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_n \mathbf{v}_n) = -\nabla \cdot (\rho_n \mathbf{v}_n \mathbf{v}_n) - \nabla p_n + \rho_n \mathbf{g} + \mathbf{v}_n Q_n^c + \mathbf{Q}_n^p \quad (3.35)$$

$$\frac{1}{\gamma_n - 1} \frac{\partial p_n}{\partial t} = -\frac{1}{\gamma_n - 1} \nabla \cdot (p_n \mathbf{v}_n) - p_n \nabla \cdot \mathbf{v}_n + Q_n^E. \quad (3.36)$$

In beiden Druckgleichungen (3.28) und (3.36) wurde hier die Wärmeleitung vernachlässigt.

Um die Quellterme in den Bilanzgleichungen des Plasmas und Neutralgases zu bestimmen, muß man die Momente der Stoßintegrale (3.16) – (3.18) auswerten. Die sehr komplizierte Auswertung findet man in der Literatur (z.B. Mitchner und Kruger, 1973; Draine, 1986). Zur Vereinfachung der nur schwer handhabbaren Quellterme werden in der folgenden Darstellung nur die makroskopischen Effekte durch Ionisation und Rekombination sowie elastische und inelastische Stöße von geladenen und neutralen Teilchen berücksichtigt. Entscheidend dabei ist die Erhaltung von Masse, Impuls und Energie. Als Quellterme der Kontinuitätsgleichungen (3.26) und (3.34) wählt man in natürlicher Weise [Mitchner und Kruger, 1973]

$$Q^c = (\iota - \beta \rho) \rho, \quad (3.37)$$

$$Q_n^c = -(\iota - \beta \rho) \rho, \quad (3.38)$$

wobei ι die *Ionisationsfrequenz* und β der *Rekombinationskoeffizient* ist.

Der Impulsübertrag zwischen Plasma und Neutralgas ist eine lineare Funktion der Geschwindigkeitsdifferenz $\mathbf{v} - \mathbf{v}_n$ der beiden Flüssigkeiten. Aus den Quelltermen \mathbf{Q}_s^p der Impulsbilanzgleichungen (3.13) der drei Teilchensorten e , i und n gewinnt man unter Vernachlässigung von Termen der Größenordnung $(m_e/m_i) \mathbf{j}$ und ohne Berücksichtigung resonanter inelastischer Stöße die Impulsquellterme [Birk und Otto, 1996]

$$\mathbf{Q}^p = -(\nu_{12}^S + \nu_{12}^A) \rho (\mathbf{v} - \mathbf{v}_n), \quad (3.39)$$

$$\mathbf{Q}_n^p = -(\nu_{21}^S + \nu_{21}^A) \rho_n (\mathbf{v}_n - \mathbf{v}). \quad (3.40)$$

Damit die Quelltermbilanz (3.22) auch im Fall von Ionisation, Rekombination und elastischer Reibung erfüllt ist, müssen die *symmetrischen elastischen* Stoßfrequenzen

$$\nu_{12}^S = \frac{m_i \nu_{i,n} + m_e \nu_{e,n}}{m_e + m_i} \quad (3.41)$$

und ν_{21}^S , sowie die *inelastischen* Stoßfrequenzen ν_{12}^A und ν_{21}^A die Bedingungen

$$\nu_{12}^S \rho = \nu_{21}^S \rho_n \quad (3.42)$$

und

$$\nu_{12}^A = \iota - \beta \rho + \frac{\rho_n}{\rho} \nu_{21}^A \quad (3.43)$$

erfüllen. Hierbei bezeichnen $\nu_{i,n}$ und $\nu_{e,n}$ die effektiven elastischen Stoßfrequenzen zwischen Ionen und Neutralgasteilchen bzw. zwischen Elektronen und Neutralgasteilchen. Bei der Herleitung der Quellterme der Energiegleichungen (3.28) und (3.36) muß die Erhaltung der Gesamtenergie gewährleistet sein [Birk, 1993; Anhang A]:

$$\left(\frac{1}{2}v^2 + \frac{m_e m_i}{e^2 \rho^2} j^2\right) Q^c + \frac{1}{2}v_n^2 Q_n^{rmc} + \mathbf{Q}^p \cdot \mathbf{v} + \mathbf{Q}_n^p \cdot \mathbf{v}_n + \frac{m_e}{e\rho} \mathbf{Q}_i^p \cdot \mathbf{j} - \frac{m_i}{e\rho} \mathbf{Q}_e^p \cdot \mathbf{j} + Q^E + Q_n^E = 0. \quad (3.44)$$

Dabei umfassen die Energie-Quellterme Q^E und Q_n^E sowohl die Thermalisierungsanteile Q^{ET} und Q_n^{ET} als auch den Energieaustausch durch Impulsaustausch bei Stößen (Q^{EP} , Q_n^{EP}) und durch Ionisation und Rekombination (Q^{Ec} , Q_n^{Ec}). Die Behandlung der einzelnen Anteile der Quellterme ist wiederum äußerst kompliziert [Mitchner und Kruger, 1973], weswegen man sich auch hier auf die wesentlichen physikalischen Effekte der makroskopischen Prozesse beschränkt. Unter physikalisch sinnvollen Annahmen und Näherungen ergeben sich aus den Quelltermen der drei Teilchensorten bei Vernachlässigung der Terme der Größenordnung $(m_e/m_i)j^2$ und mit der Annahme, daß sich die Neutralgastemperatur nicht unmittelbar durch Ionisation oder Rekombination ändert, die folgenden einfachen Ausdrücke für die Ionisations- und Rekombinationsanteile der Energiequellterme [Birk und Otto, 1996]:

$$Q^{Ec} = \frac{3}{2}(\iota - \beta\rho) \frac{\rho}{\rho_n} p_n + \frac{1}{2}(\iota - \beta\rho)(\mathbf{v} - \mathbf{v}_n)^2, \quad (3.45)$$

$$Q_n^{Ec} = -\frac{3}{2}(\iota - \beta\rho) \frac{\rho}{\rho_n} p_n. \quad (3.46)$$

Bei Vernachlässigung der Terme der Größenordnung m_e/m_i und $(m_e/m_i)\mathbf{j} \cdot \mathbf{v}$, und mit der Definition

$$\eta \equiv \frac{m_e^2}{e^2 \rho_e} (\nu_{e,i} + \nu_{e,n} + \iota - \beta\rho) \quad (3.47)$$

für die Resistivität ergeben sich schließlich die Energiequellterme für das Plasma und das Neutralgas:

$$Q^E = -3\nu_{12}^S \left(p - \frac{\rho}{\rho_n} p_n \right) + \eta j^2 + \frac{3}{2}(\iota - \beta\rho) \frac{\rho}{\rho_n} p_n + \frac{1}{2}\rho(3\nu_{12}^S + \iota - \beta\rho)(\mathbf{v} - \mathbf{v}_n)^2 \quad (3.48)$$

$$Q_n^E = -3\nu_{21}^S \left(p_n - \frac{\rho_n}{\rho} p \right) - \frac{3}{2}(\iota - \beta\rho) \frac{\rho}{\rho_n} p_n - \frac{3}{2}\rho_n \nu_{21}^S (\mathbf{v}_n - \mathbf{v})^2. \quad (3.49)$$

Anzumerken bleibt, daß die Resistivität η für die in dieser Arbeit behandelten Plasma-Neutralgas-Systeme aus HVCs in galaktischen Halos aufgrund der vorherrschenden geringen Teilchendichten ρ und ρ_n vernachlässigbar ist. Dort, wo in dieser Arbeit resistive Fälle simuliert werden, ist die auftretende Resistivität η nicht durch Coulombstöße, sondern durch nichtlineare Welle-Teilchen-Wechselwirkungen als sogenannte anomale Resistivität (siehe Abschnitt 3.5.1) bedingt und weicht somit insofern von der Definition (3.47) ab, als daß sie über die Art der Welleninstabilität von der Stromdichte und

nicht von den Stoßfrequenzen abhängt.

Der innere Energieaustausch zwischen Plasma und Neutralgas erfolgt also durch Thermalisierung, durch Reibung, Ohmsche Dissipation und durch Ionisation und Rekombination.

Um die Energieerhaltung durch die Quellterme zu gewährleisten, muß bei Berücksichtigung von Ionisation und Rekombination die Stoßfrequenz ν_{21}^A der Bedingung [Birk und Otto, 1996]

$$\nu_{21}^A = -\frac{\rho(\iota - \beta\rho) \mathbf{v} \cdot (\mathbf{v} - \mathbf{v}_n)}{\rho_n(\mathbf{v} - \mathbf{v}_n)^2} \quad (3.50)$$

genügen.

Zur Vervollständigung der Zwei-Flüssigkeit-Gleichungen des Plasma-Neutralgassystems ergänzen wir hier noch die *Elektronendruckgleichung*

$$\frac{\partial p_e}{\partial t} = -\mathbf{v}_e \cdot \nabla p_e - \gamma p_e \nabla \cdot \mathbf{v}_e + (\gamma - 1) \left[\eta j^2 + \frac{3}{4}(\iota - \beta\rho) \frac{\rho}{\rho_n} p_n \right]. \quad (3.51)$$

Sie ergibt sich aus der Energiebilanzgleichung (3.15) für die Elektronen, wenn man annimmt, daß die gesamte Ohmsche Dissipation ηj^2 zur Aufheizung der Elektronen führt und sich die durch Ionisation eines Neutralgasteilchens dem Plasma zugeführte thermische Energie zu gleichen Teilen auf das Elektronen- und Ionenfluid verteilt. Außerdem wurden die mit m_e/m_i skalierenden Thermalisierungsterme durch Elektronen-Ionen- und Elektronen-Neutralteilchen-Stöße vernachlässigt [Birk, 1993; Anhang A].

Durch Kombination der Bilanzgleichungen (3.26), (3.27), (3.28), (3.34), (3.35) und (3.36) mit den Ausdrücken (3.37), (3.38), (3.39), (3.40), (3.48) und (3.49) für die Quellterme ergibt sich schlußendlich zusammen mit der Induktionsgleichung (3.33) und der Elektronendruckgleichung (3.51) das System der *Zwei-Flüssigkeit-Gleichungen eines Plasma-Neutralgas-Systems*:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) + (\iota - \beta\rho) \rho, \quad (3.52)$$

(Plasma-Kontinuitätsgleichung)

$$\frac{\partial \rho_n}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho_n \mathbf{v}_n) - (\iota - \beta\rho) \rho, \quad (3.53)$$

(Neutralgas-Kontinuitätsgleichung)

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho \mathbf{v}) &= -\nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) - \nabla p + \frac{1}{c} \mathbf{j} \times \mathbf{B} + \rho \mathbf{g} \\ &\quad + (\iota - \beta\rho) \rho \mathbf{v} - \rho(\nu_{12}^S + \nu_{12}^A)(\mathbf{v} - \mathbf{v}_n), \end{aligned} \quad (3.54)$$

(Plasma-Impulsbilanzgleichung)

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho_n \mathbf{v}_n) &= -\nabla \cdot (\rho_n \mathbf{v}_n \mathbf{v}_n) - \nabla p_n + \rho_n \mathbf{g} \\ &\quad - (\iota - \beta \rho) \rho \mathbf{v}_n - \rho_n (\nu_{21}^S + \nu_{21}^A) (\mathbf{v}_n - \mathbf{v}) , \end{aligned} \quad (3.55)$$

(Neutralgas-Impulsbilanzgleichung)

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} &= \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) - c \nabla \times (\eta \mathbf{j}) + c \nabla \times \left(\frac{1}{en} \nabla p_e \right) \\ &\quad - \nabla \times \left(\frac{1}{en} \mathbf{j} \times \mathbf{B} \right) , \end{aligned} \quad (3.56)$$

(Induktionsgleichung)

$$\begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial t} &= -\mathbf{v} \cdot \nabla p - \gamma p \nabla \cdot \mathbf{v} + (\gamma - 1) \left[\eta j^2 + \frac{3}{2} (\iota - \beta \rho) \frac{\rho}{\rho_n} p_n \right. \\ &\quad \left. - 3\nu_{12}^S \left(p - \frac{\rho}{\rho_n} p_n \right) + \frac{1}{2} \rho (3\nu_{12}^S + \iota - \beta \rho) (\mathbf{v} - \mathbf{v}_n)^2 \right] , \end{aligned} \quad (3.57)$$

(Plasma-Druckgleichung)

$$\begin{aligned} \frac{\partial p_e}{\partial t} &= -\mathbf{v}_e \cdot \nabla p_e - \gamma p_e \nabla \cdot \mathbf{v}_e \\ &\quad + (\gamma - 1) \left[\eta j^2 + \frac{3}{4} (\iota - \beta \rho) \frac{\rho}{\rho_n} p_n \right] , \end{aligned} \quad (3.58)$$

(Elektronen-Druckgleichung)

$$\begin{aligned} \frac{\partial p_n}{\partial t} &= -\mathbf{v}_n \cdot \nabla p_n - \gamma_n p_n \nabla \cdot \mathbf{v}_n - (\gamma_n - 1) \left[3\nu_{21}^S \left(p_n - \frac{\rho_n}{\rho} p \right) \right. \\ &\quad \left. + \frac{3}{2} (\iota - \beta \rho) \frac{\rho}{\rho_n} p_n + \frac{3}{2} \rho_n \nu_{21}^S (\mathbf{v}_n - \mathbf{v})^2 \right] . \end{aligned} \quad (3.59)$$

(Neutralgas-Druckgleichung)

In der Plasma-Impulsbilanzgleichung (3.54) wurde dabei wie schon bei der Herleitung der Induktionsgleichung (3.33) der Term $\nabla \cdot (\mathbf{j}\mathbf{j}/\rho)$ vernachlässigt. Ebenso werden in der Plasma-Druckgleichung die Terme mit den Elektronen- und Ionendrücken vernachlässigt [Birk, 1993; Anhang A].

Ergänzt werden diese Grundgleichungen durch das *Ampère'sche Gesetz* in der MHD-Näherung

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} , \quad (3.60)$$

die *Divergenzfreiheit* der magnetischen Induktion $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$, sowie das *Ohmsche Gesetz* (siehe [Zimmer, 1996](#); *Kapitel 3.1.1*)

$$\mathbf{E} = -\frac{1}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{B} - \frac{1}{en} \nabla p_e + \frac{1}{enc} \mathbf{j} \times \mathbf{B} + \eta \mathbf{j}. \quad (3.61)$$

Ein weiterer Term $\frac{cm_i}{e} \nabla \times ((\nu_{12}^S + \nu_{12}^A)(\mathbf{v}_n - \mathbf{v}))$, der sich aus den Quelltermen \mathbf{Q}^P des verallgemeinerten Ohmschen Gesetzes (3.31) ergibt, wurde u.a. von [Lesch et al. \(1989a\)](#), [Lesch und Chiba \(1995\)](#), [Wiechen et al. \(1998\)](#) und [Wiechen et al. \(2000\)](#) im Zusammenhang mit der Erzeugung und Verstärkung primordialer Magnetfelder in schwach ionisierten Protogalaxien untersucht. Im folgenden wird dieser Term nicht weiter berücksichtigt, da die Verstärkung der Magnetfelder in der Randschicht der HVCs im wesentlichen durch Kompression des aufgestauten magnetischen Flusses und nur verschwindend gering durch Plasma-Neutralgas-Stöße erfolgt.

Die obigen Gleichungen bilden zusammen ein vollständiges Gleichungssystem, aus dem sich die zeitliche Entwicklung der Plasma- und Neutralgasgrößen ρ , ρ_n , \mathbf{v} , \mathbf{v}_n , p , p_e , p_n und \mathbf{B} — im allgemeinen nur numerisch — bestimmen läßt. Dies geschieht im Rahmen dieser Arbeit anhand von numerischen Simulationen für die Systeme „HVC im galaktischen Halo“ und „Komet im Sonnenwind“.

3.1.2 Das numerische Verfahren

Das System der gekoppelten Differentialgleichungen (3.52)–(3.59) ist nur in wenigen Fällen analytisch lösbar. Selbst für die zweidimensionalen Systeme, bei denen eine Richtungsableitung vernachlässigt werden kann, wie sie im folgenden behandelt werden, bleibt nur die Option einer numerischen Lösung. Dazu werden die partiellen Differentialgleichungen mit Hilfe wohlbekannter und geeigneter numerischer Algorithmen integriert. In dem in dieser Arbeit verwendeten Simulationscode kommt dabei eine geschickte Kombination unterschiedlicher Integrationsverfahren zum Einsatz, um die Stabilität und Effizienz des Programmes zu optimieren.

Normierung der Plasma-Neutralgas-Gleichungen

Um nicht mit sehr großen oder sehr kleinen Zahlen rechnen zu müssen, ist es aus numerischer Sicht sinnvoll, die Gleichungen (3.52)–(3.60) zunächst so zu normieren, daß die dann normierten Plasma- und Neutralgasgrößen für die untersuchten Systeme von der Größenordnung eins sind. Dazu werden die einzelnen Größen X gemäß der Gleichung

$$X = \hat{x} X_0 \quad (3.62)$$

auf einen typischen Wert X_0 des Systems bezogen. In diesem Kapitel werden diese Referenzwerte so gewählt, daß sie ein möglichst breites Spektrum der Parameter von HVCs, seien sie galaktischer oder extragalaktischer Natur, abdecken. Dabei sei schon hier darauf hingewiesen, daß die qualitativen Ergebnisse der im folgenden präsentierten numerischen Simulationen z.T. über weitaus größere Parameterbereiche ihre Gültigkeit

bewahren. Der Vorteil der Normierung der Größen zeigt sich nun darin, daß die Ergebnisse skalierbar werden, sprich durch Austausch der Referenzwerte auf andere Systeme übertragen werden können. Dadurch lassen sich Teile der Ergebnisse für das System „Hochgeschwindigkeitswolken im galaktischen Halo“ auf das System „Komet im Sonnenwind“ übertragen, ohne erneute Simulationen durchzuführen. Die entsprechenden Referenzgrößen werden an gegebener Stelle in Kapitel 4 angegeben.

Da in den im folgenden verwendeten Gleichungen nur normierte Größen auftreten, werden diese nicht mehr besonders durch das Symbol $\hat{}$ gekennzeichnet.

Für ein in sich konsistentes Normierungsschema müssen nun drei Bezugsgrößen vorgegeben werden. Die übrigen Normierungen ergeben sich dann in kanonischer Weise aus den Plasma-Neutralgas-Gleichungen (3.52)–(3.60). Eine übliche Normierung besteht darin, eine charakteristische Länge L_0 , ein typisches Magnetfeld B_0 und eine typische Dichte ρ_0 vorzugeben. Plasma- und Neutralgasgrößen werden dann gleichermaßen auf diese Referenzgrößen bezogen.

Für HVCs im Magellanschen Strom und im intergalaktischen Medium bietet sich als Längenskala die typischen Ausdehnung einer Wolke von $L_0 = 100 \text{ pc} \approx 3 \cdot 10^{20} \text{ cm}$ an (siehe Abschnitt 2.1). Die Magnetfelder im galaktischen Halo werden auf $B_0 = 3 \mu\text{G}$ normiert, während wir für die Referenzteilchendichte einen Wert von $n_0 = 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$ wählen. Dieser Wert stellt gewissermaßen einen Kompromiß zwischen dem sehr dünnen Haloplasma mit einer Teilchendichte von $n_i \approx 10^{-4} \text{ cm}^{-3}$ und den dichteren Neutralgaswolken mit Teilchendichten von $n_n \approx 10^{-1} \text{ cm}^{-3}$ dar. Für ein Wasserstoffplasma bzw. Neutralgas aus atomarem Wasserstoff ergibt sich daraus mit der Protonenmasse $m_p \approx 1.7 \cdot 10^{-24} \text{ g}$ und der Elektronenmasse $m_e \approx 9.1 \cdot 10^{-28} \text{ g}$ die typische Massendichte zu $\rho_0 = (m_p + m_e) n_0 \approx 1.7 \cdot 10^{-24} \text{ g cm}^{-3}$.

Als charakteristische Geschwindigkeit erhält man durch Normierung der Plasma-Impulsbilanzgleichung unter Berücksichtigung des Ampèreschen Gesetzes die Alfvéngeschwindigkeit $v_A = B_0 / \sqrt{4\pi\rho_0}$. Mit den oben genannten Referenzwerten ergibt sich eine Alfvéngeschwindigkeit von $v_A \approx 2.05 \cdot 10^7 \text{ cm s}^{-1} = 205 \text{ km s}^{-1}$. Somit ist eine nichtrelativistische Behandlung des Systems ohne weiteres zulässig.

Durch Normierung der Kontinuitätsgleichungen ergibt sich als charakteristische Zeitskala die Alfvénzeit $\tau_A = L_0/v_A$, welche für das System „HVC im galaktischen Halo“ den Wert $\tau_A \approx 1.46 \cdot 10^{13} \text{ s} \approx 4.5 \cdot 10^5 \text{ yr}$ liefert. Dieser Wert bezeichnet die Zeit, in der sich eine Störung im Magnetfeld durch Alfvénwellen über die typische Länge L_0 , in obigem Falle die Ausdehnung der Neutralgaswolke, ausbreitet. Alle Frequenzen in den Grundgleichungen werden auf das Inverse der Alfvénzeit normiert: $\nu_0 = \nu_{12_0}^S = \nu_{12_0}^A = \nu_{21_0}^S = \nu_{21_0}^A \equiv \nu_0 = \tau_A^{-1}$. Außerdem findet man, daß der Rekombinationskoeffizient auf $\beta_0 = 1/(\rho_0\tau_A)$ und die Gravitationsbeschleunigung g auf $g_0 = v_A/\tau_A$ normiert werden.

Weiterhin ergibt sich durch Normierung des Ampèreschen Gesetzes die typische Stromdichte $j_0 = cB_0/4\pi L_0$, aus der Faraday-Gleichung (3.30) findet man $E_0 = B_0 L_0/c\tau_A = v_A B_0/c$ und aus der Induktionsgleichung (3.56) die Normierungsgrößen $\eta_0 = 4\pi L_0 v_A/c^2$ für die Resistivität und $e_0 = c(m_p + m_e)/B_0\tau_A$ für die Elementarladung e . Letztere hat in der bisherigen Normierung den Wert $e_0 \approx 1.14 \cdot 10^{-21} \text{ statcoul}$, der viele Größenordnungen unter der Elementarladung $e \approx 4.8 \cdot 10^{-10} \text{ statcoul}$ liegt. Somit nimmt

die normierte Größe \hat{e} den Wert $\approx 4.2 \cdot 10^{11}$ in der normierten Induktionsgleichung an. Solange die Gradienten im Elektronendruckterm $e\nabla \times (\frac{1}{en} \nabla p_e)$ und im Hallterm $\nabla \times (\frac{1}{en} \mathbf{j} \times \mathbf{B})$ in Gleichung (3.56) nicht von derselben Größenordnung sind, können beide Terme vernachlässigt werden. Solch starke Gradienten sind nur in extrem kleinen Unterstrukturen denkbar, die einerseits numerisch nicht aufgelöst werden können, andererseits in den betrachteten Systemen der HVCs und Kometen auch physikalisch nicht relevant sind, da sie die makroskopische Dynamik nicht beeinflussen. Um den Einfluß dieser beiden Terme zu untersuchen, sind kinetische Modelle nötig, die in der Lage sind, die mikroskopische Dynamik der Plasmateilchen aufzulösen. Wir beschränken uns in dieser Arbeit im Rahmen des Flüssigkeitsmodells jedoch auf die makroskopische und mesoskopische Dynamik der betrachteten Systeme.

Als typischen Druck erhalte man aus der Plasma-Druckgleichung (3.57) $p_0 = B_0^2/4\pi$. Der Vergleichbarkeit von magnetischem und mechanischem Druck halber normiert man jedoch per Konvention den mechanischen Druck auf den magnetischen Druck $B_0^2/8\pi$ des Referenzfeldes. Diese Wahl liefert einen Faktor 1/2 in den Impulsbilanzgleichungen vor dem Druckgradienten und einen Faktor 2 bei den resistiven Termen und den quadratischen Geschwindigkeitstermen in den Druckgleichungen.

Mit den obigen Referenzgrößen erhält man als charakteristische Werte für das elektrische Feld $E_0 \approx 2.1 \cdot 10^{-9}$ statvolt cm^{-1} ($\hat{=} 6.2 \cdot 10^{-5}$ V m^{-1}), für die typische Stromdichte $j_0 \approx 2.4 \cdot 10^{-17}$ statampere cm^{-2} ($\hat{=} 8 \cdot 10^{-23}$ A m^{-2}), für den charakteristischen Druck $p_0 \approx 3.6 \cdot 10^{-13}$ dyn cm^{-2} ($\hat{=} 3.6 \cdot 10^{-12}$ Pa) und schließlich für die Resistivität $\eta_0 \approx 8.6 \cdot 10^7$ s ($\hat{=} 7.7 \cdot 10^{17}$ Ωm). Dabei sind die entsprechenden SI-Werte in Klammern zur Verbesserung der Anschaulichkeit angegeben. Durch Normierung der Simulationsgleichungen werden diese unabhängig vom verwendeten Einheitensystem, so daß die Ergebnisse je nach Belieben in SI- oder cgs-Einheiten angegeben werden können. In dieser Arbeit wird jedoch — wie bereits eingangs erwähnt — durchgehend das cgs-Einheitensystem verwendet.

Mit diesem Normierungsschema ergeben sich die *normierten Plasma-Neutralgas-Gleichungen*:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) + (\iota - \beta \rho) \rho, \quad (3.63)$$

(Plasma-Kontinuitätsgleichung)

$$\frac{\partial \rho_n}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho_n \mathbf{v}_n) - (\iota - \beta \rho) \rho, \quad (3.64)$$

(Neutralgas-Kontinuitätsgleichung)

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho \mathbf{v}) &= -\nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) - \frac{1}{2} \nabla p + (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} + \rho \mathbf{g} \\ &\quad + (\iota - \beta \rho) \rho \mathbf{v} - \rho (\nu_{12}^S + \nu_{12}^A) (\mathbf{v} - \mathbf{v}_n), \end{aligned} \quad (3.65)$$

(Plasma-Impulsbilanzgleichung)

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho_n \mathbf{v}_n) &= -\nabla \cdot (\rho_n \mathbf{v}_n \mathbf{v}_n) - \frac{1}{2} \nabla p_n + \rho_n \mathbf{g} \\ &\quad - (\iota - \beta \rho) \rho \mathbf{v}_n - \rho_n (\nu_{21}^S + \nu_{21}^A) (\mathbf{v}_n - \mathbf{v}) , \end{aligned} \quad (3.66)$$

(Neutralgas-Impulsbilanzgleichung)

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} &= \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) - \nabla \times (\eta \nabla \times \mathbf{B}) + \nabla \times \left(\frac{1}{2\epsilon\rho} \nabla p_e \right) \\ &\quad - \nabla \times \left(\frac{1}{e\rho} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} \right) , \end{aligned} \quad (3.67)$$

(Induktionsgleichung)

$$\begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial t} &= -\mathbf{v} \cdot \nabla p - \gamma p \nabla \cdot \mathbf{v} + (\gamma - 1) \left[2\eta (\nabla \times \mathbf{B})^2 + \frac{3}{2} (\iota - \beta \rho) \frac{\rho}{\rho_n} p_n \right. \\ &\quad \left. - 3\nu_{12}^S \left(p - \frac{\rho}{\rho_n} p_n \right) + \rho (3\nu_{12}^S + \iota - \beta \rho) (\mathbf{v} - \mathbf{v}_n)^2 \right] , \end{aligned} \quad (3.68)$$

(Plasma-Druckgleichung)

$$\begin{aligned} \frac{\partial p_e}{\partial t} &= -\mathbf{v}_e \cdot \nabla p_e - \gamma p_e \nabla \cdot \mathbf{v}_e \\ &\quad + (\gamma - 1) \left[2\eta (\nabla \times \mathbf{B})^2 + \frac{3}{4} (\iota - \beta \rho) \frac{\rho}{\rho_n} p_n \right] , \end{aligned} \quad (3.69)$$

(Elektronen-Druckgleichung)

$$\begin{aligned} \frac{\partial p_n}{\partial t} &= -\mathbf{v}_n \cdot \nabla p_n - \gamma_n p_n \nabla \cdot \mathbf{v}_n - (\gamma_n - 1) \left[3\nu_{21}^S \left(p_n - \frac{\rho_n}{\rho} p \right) \right. \\ &\quad \left. + \frac{3}{2} (\iota - \beta \rho) \frac{\rho}{\rho_n} p_n + 3\rho_n \nu_{21}^S (\mathbf{v}_n - \mathbf{v})^2 \right] . \end{aligned} \quad (3.70)$$

(Neutralgas-Druckgleichung)

Dabei wurde in der Plasma- und Elektronen-Druckgleichung das *normierte Ampère'sche Gesetz*

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mathbf{j} \quad (3.71)$$

verwendet, um die Stromdichte \mathbf{j} zu eliminieren.

Das *normierte Ohmsche Gesetz* lautet:

$$\mathbf{E} = -\mathbf{v} \times \mathbf{B} - \frac{1}{2e\rho} \nabla p_e + \frac{1}{e\rho} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} + \eta (\nabla \times \mathbf{B}) . \quad (3.72)$$

Die Simulationsgleichungen

Durch Vernachlässigung des Elektronendruckterms in der Induktionsgleichung (3.67) (siehe Seite 3.1.2 oben) reduziert sich das Gleichungssystem (3.63)–(3.70) um die dann nicht benötigte Elektronen-Druckgleichung (3.69).

Der Hallterm $\nabla \times [(1/e\rho)(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}]$ in der Induktionsgleichung (3.67) kann zum Auftreten der numerischen Whistlermode-Instabilität führen, da neben der makroskopischen nun auch eine elektrostatische, schnelle Zeitskala bedeutsam wird [Birk, 1993; Anhang B]. Die schnell anwachsenden, kurzwelligen Oszillationen dieser Instabilität entlang der stärksten Magnetfeldkomponente lassen sich mit Hilfe komplizierter semi-impliziter Algorithmen [Harned und Mikič, 1989] unterdrücken. In den in dieser Arbeit untersuchten Konfigurationen ist der Hallterm aufgrund des großen Wertes der Elementarladung e jedoch ohnehin vernachlässigbar, so daß dieses Stabilitätsproblem unmittelbar umgangen werden kann.

Weiterhin vernachlässigen wir die quadratischen Geschwindigkeitsterme in den Druckgleichungen des Plasmas und des Neutralgases, da jene für die im folgenden betrachteten Relativgeschwindigkeiten und Stoßfrequenzen klein gegen die übrigen Terme sind. So sind jene Terme beispielsweise für eine Relativgeschwindigkeit von der Größenordnung 0.1 und eine Stoßfrequenz ν_{12}^S von der Größenordnung 10^{-2} und einer Plasmadichte $\rho = 1$ von der Größenordnung 10^{-4} und damit erst über einen Simulationszeitraum von $10^4 \tau_A$ von Bedeutung. Sie können daher vernachlässigt werden.

Zur numerischen Integration des Gleichungssystems ist es sinnvoll, die folgende Transformation der unabhängigen Variablen durchzuführen:

$$\mathbf{s} = \rho \mathbf{v} \qquad \mathbf{s}_n = \rho_n \mathbf{v}_n$$

und

$$u = \left(\frac{p}{2}\right)^{\frac{1}{\gamma}} \qquad u_n = \left(\frac{p_n}{2}\right)^{\frac{1}{\gamma_n}} . \qquad (3.73)$$

Mit dieser Transformation erhält man schließlich die Simulationsgleichungen:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\nabla \cdot \mathbf{s} + \nu \rho - \beta \rho^2 , \qquad (3.74)$$

(Plasma-Kontinuitätsgleichung)

$$\frac{\partial \rho_n}{\partial t} = -\nabla \cdot \mathbf{s}_n - \nu \rho + \beta \rho^2 , \qquad (3.75)$$

(Neutralgas-Kontinuitätsgleichung)

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{s}}{\partial t} = & -\nabla \cdot \left[\frac{1}{\rho} \mathbf{s} \mathbf{s} + \left(u^\gamma + \frac{1}{2} B^2 \right) \mathbf{I}_3 - \mathbf{B} \mathbf{B} \right] + \rho \mathbf{g} \\ & + \mathbf{s} \left[\nu - \beta \rho - (\nu_{12}^S + \nu_{12}^A) \right] + \mathbf{s}_n (\nu_{12}^S + \nu_{12}^A) \frac{\rho}{\rho_n} , \end{aligned} \qquad (3.76)$$

(Plasma-Impulsbilanzgleichung)

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{s}_n}{\partial t} &= -\nabla \cdot \left(\frac{1}{\rho_n} \mathbf{s}_n \mathbf{s}_n + u_n^{\gamma_n} \mathbf{I}_3 \right) + \rho_n \mathbf{g} + \mathbf{s} (\nu_{21}^S + \nu_{21}^A) \frac{\rho_n}{\rho} \\ &\quad - \mathbf{s}_n \left(\iota \frac{\rho}{\rho_n} - \beta \frac{\rho^2}{\rho_n} + \nu_{21}^S + \nu_{21}^A \right), \end{aligned} \quad (3.77)$$

(Neutralgas-Impulsbilanzgleichung)

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) - \nabla \times (\eta \nabla \times \mathbf{B}), \quad (3.78)$$

(Induktionsgleichung)

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\nabla \cdot \left(\frac{u}{\rho} \mathbf{s} \right) + \frac{\gamma-1}{\gamma} u^{1-\gamma} \left[\eta (\nabla \times \mathbf{B})^2 - 3\nu_{12}^S \left(u^\gamma - u_n^{\gamma_n} \frac{\rho}{\rho_n} \right) + \frac{3}{2} (\iota - \beta \rho) u_n^{\gamma_n} \frac{\rho}{\rho_n} \right] \quad (3.79)$$

(Plasma-Energiegleichung)

und schließlich

$$\frac{\partial u_n}{\partial t} = -\nabla \cdot \left(\frac{u_n}{\rho_n} \mathbf{s}_n \right) - \frac{\gamma_n-1}{\gamma_n} u_n^{1-\gamma_n} \left[3\nu_{21}^S \left(u_n^{\gamma_n} - u^\gamma \frac{\rho_n}{\rho} \right) + \frac{3}{2} (\iota - \beta \rho) u_n^{\gamma_n} \frac{\rho}{\rho_n} \right]. \quad (3.80)$$

(Neutralgas-Energiegleichung)

Hier bezeichnen \mathbf{s} und \mathbf{s}_n die Impulsdichten des Plasmas und des Neutralgases, während u und u_n ähnlich den inneren Energien von Plasma und Neutralgas definiert, jedoch nicht mit diesen identisch sind (siehe (3.73)). Der Tensor \mathbf{I}_3 bezeichnet den Einheitstensor zweiter Stufe.

Die Impulsbilanzgleichungen (3.76) und (3.77) lassen sich auch ohne Tensoren in den Formen

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{s}}{\partial t} &= -\nabla u^\gamma - \frac{1}{2} \nabla B^2 - (\mathbf{s} \cdot \nabla) \frac{\mathbf{s}}{\rho} - \frac{\mathbf{s}}{\rho} (\nabla \cdot \mathbf{s}) + (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B} \\ &\quad + \rho \mathbf{g} + \mathbf{s} [\iota - \beta \rho - (\nu_{12}^S + \nu_{12}^A)] + \mathbf{s}_n (\nu_{12}^S + \nu_{12}^A) \frac{\rho}{\rho_n} \end{aligned} \quad (3.81)$$

und

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{s}_n}{\partial t} &= -\nabla u_n^{\gamma_n} - (\mathbf{s}_n \cdot \nabla) \frac{\mathbf{s}_n}{\rho_n} - \frac{\mathbf{s}_n}{\rho_n} (\nabla \cdot \mathbf{s}_n) + \rho_n \mathbf{g} + \mathbf{s} (\nu_{21}^S + \nu_{21}^A) \frac{\rho_n}{\rho} \\ &\quad - \mathbf{s}_n \left(\iota \frac{\rho}{\rho_n} - \beta \frac{\rho^2}{\rho_n} + \nu_{21}^S + \nu_{21}^A \right) \end{aligned} \quad (3.82)$$

schreiben. Alternativ kann man die Plasma-Impulsbilanzgleichung mit Hilfe der Lorentzkraft $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ wie folgt ausdrücken:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{s}}{\partial t} &= -\nabla \cdot \left(\frac{1}{\rho} \mathbf{s} \mathbf{s} \right) - \nabla u^\gamma + \mathbf{j} \times \mathbf{B} + \rho \mathbf{g} \\ &\quad + \mathbf{s} [\iota - \beta \rho - (\nu_{12}^S + \nu_{12}^A)] + \mathbf{s}_n (\nu_{12}^S + \nu_{12}^A) \frac{\rho}{\rho_n}. \end{aligned} \quad (3.83)$$

Beide Darstellungsformen sind zwar anschaulicher als die numerischen Darstellungen, sie haben allerdings den Nachteil, daß bei ihnen keine klare Trennung mehr zwischen dem *konservativen* Teil der Differentialgleichung, der sich als Divergenz schreiben läßt, und den *Quelltermen*, die Dissipation, Ionisation, Rekombination, Gravitation und den Austausch von Energie und Impuls zwischen Plasma und Neutralgas beschreiben, besteht. Die Aufspaltung der Differentialgleichungen (3.74)–(3.80) in konservative und nicht-konservative Anteile ist numerisch jedoch nicht nur sinnvoll, sondern sogar notwendig, da die nicht-konservativen Quellterme bei dem verwendeten Zwei-Gitter-Verfahren gesondert behandelt werden müssen (siehe nächsten Abschnitt). Die Induktionsgleichung (3.78) läßt sich hingegen nicht in einen konservativen und nicht-konservativen Teil aufspalten. Sie wird daher ebenfalls mit einem gesonderten Verfahren integriert. Es sei hier nochmals betont, daß die Simulationsgleichungen im Rahmen der verwendeten Näherungen bis auf wenige Prozent die Massen-, Impuls- und Energiedichte erhalten [Birk, 1993; Anhang C]. Zudem beschreiben die Gleichungen eine voll kompressible Flüssigkeit aus Plasma und Neutralgas.

Simulationscode

Die im folgenden dargestellten Simulationen wurden mit Hilfe eines Plasma-Neutralgas-Codes durchgeführt, der ursprünglich von Otto (1990) als dreidimensionaler (3D) resistiver MHD-Code entwickelt und im Rahmen einer Dissertation von Birk (1993) zu einem resistiven 3D Plasma-Neutralgas-Code erweitert wurde. In der hier vorliegenden Arbeit wurde der Code gemäß den Anforderungen der Simulationen erneut erweitert und in bezug auf die Algorithmen leicht modifiziert. Wir stellen hier die finale Version (ohne Wärmeleitung) vor und beschreiben die physikalischen Erweiterungen wie anomale Resistivität und elastische Plasma-Neutralgas-Stöße an gegebener Stelle in detail. Sowohl der MHD-Code als auch der Plasma-Neutralgas-Code wurden in ausgiebigen qualitativen und quantitativen Tests ausreichend geprüft. Darunter finden sich u.a. qualitative Tests, die das Phänomen des inversen 'ion-drag' simulieren [Birk, 1993; Anhang C], sowie quantitative Tests, die z.B. die lineare Dämpfung von Alfvén- und magnetosonischen Wellen durch Plasma-Neutralgas-Reibung in teilweise ionisierten Plasmen oder die Reduzierung der Anwachsrate der Tearing-Instabilität durch Plasma-Neutralgas-Wechselwirkung simulieren und mit den theoretischen Werten vergleichen (siehe Birk und Otto, 1996). Die Abweichungen von den analytischen Werten liegen dabei nach etwa 100 Alfvénzeiten im Bereich weniger Prozent. Ein Test der Divergenzfreiheit des magnetischen Feldes zeigt, daß diese hinreichend gut erfüllt ist [Birk und Otto, 1996]. Insgesamt weist der verwendete Code eine ausgezeichnete Stabilität gegen numerische Instabilitäten sowie eine hohe quantitative Präzision auf.

Die konservativen Anteile der Bilanzgleichungen (3.74)–(3.77) und (3.79)–(3.80) für die Massen-, Impuls- und Energiedichten werden mit Hilfe des *Leapfrog*-Verfahrens integriert (vergleiche Potter, 1973). Dieses ist in zweiter Ordnung genau, sowohl in der Zeit als auch im Raum, und somit exakter als ein einfaches Lax-Verfahren. Es ist weiterhin dispersionsfrei (*neutral stabil*), solange das *Courant-Friedrichs-Lewy-Stabilitätskriterium*

(CFL-Kriterium) [Press et al., 1986; Seite 626f.]

$$\mathcal{C} = v_{\text{ph}} \frac{\Delta t}{\Delta x} \leq 1 \quad (3.84)$$

überall erfüllt ist, und sogar dissipationsfrei, falls die CFL-Bedingung exakt erfüllt ist [Fletscher, 1991; Abschnitt 9.1.3]: $\mathcal{C} = 1$.

Hierbei ist $\mathcal{C} \equiv v_{\text{ph}} \Delta t / \Delta x$ die sogenannte *Courant-Zahl*, definiert über die Phasengeschwindigkeit v_{ph} der jeweils schnellsten Welle, den verwendeten Zeitschritt Δt der Integration, sowie den Abstand Δx zwischen zwei benachbarten Gitterpunkten im verwendeten Gitter. Im Plasma ist die schnelle magnetosonische Welle die Welle mit der höchsten (normierten) Phasengeschwindigkeit:

$$v_{\text{ph}} = \sqrt{\frac{\mathbf{B}^2 + \gamma u^\gamma}{\rho}}. \quad (3.85)$$

Dahingegen existieren im Neutralgas allein nur Schallwellen mit der Phasengeschwindigkeit $v_{\text{ph}} = c_{s_n} = \sqrt{\gamma_n u_n^{\gamma_n} / \rho_n}$.

Um die lineare numerische Stabilität des Codes zu gewährleisten, muß das CFL-Kriterium für beide Phasengeschwindigkeiten in jedem Gitterpunkt erfüllt sein.

Beim hier verwendeten Leapfrog-Verfahren werden die Plasma- und Neutralgasgrößen auf zwei- bzw. dreidimensionalen Gittern diskretisiert, die im Code entweder äquidistant oder aber auch mit lokal höherer Gitterpunktdichte gewählt werden können. Bei nicht-äquidistanten Gittern ist das Leapfrog-Verfahren jedoch nicht mehr dispersionsfrei. Zudem verlangt die CFL-Bedingung (3.84), daß mit kleiner werdendem Gitterpunktabstand Δx auch der Zeitschritt Δt linear schrumpfen muß. Dies erhöht die Rechenzeit für einen Simulationslauf u.U. deutlich. Weiterhin ist bei den im folgenden dargestellten Simulationen nicht a priori klar, welche Bereiche des Simulationsgebietes eine höhere Gitterauflösung verlangten. Ein adaptives Gitter könnte hier Abhilfe schaffen, ist allerdings bisher nicht im verwendeten Code vorgesehen. Daher wurden die folgenden zweidimensionalen Simulationen sämtlich auf äquidistanten Gittern durchgeführt.

Die verwendeten Gitter bestehen im 2D-Fall aus $N_x \cdot N_y$ Punkten und im 3D-Fall aus $N_x \cdot N_y \cdot N_z$ Punkten, deren Indizes jeweils von 1 bis N_i laufen (Abb. 3.1). Die Anzahl der Gitterpunkte in den beiden Koordinatenrichtungen wurde so gewählt, daß die Gitterabstände Δx und Δy von derselben Größenordnung sind. Durch Variation der Gitterpunktzahl wurde der wachsende Einfluß numerischer Fehler zu kleinen Gitterpunktzahlen hin qualitativ untersucht und eine Gitterpunktzahl gewählt, die den bestmöglichen Kompromiß aus erträglichem Rechenaufwand und akzeptablen numerischen Fehlern darstellt.

Die Integration erfolgt durch zwei Leapschritte auf zwei alternierenden Untergittern (\blacktriangle und \blacktriangledown in Abbildung 3.1), welche durch einen anfänglichen Laxschritt um $\Delta t/2$ zeitlich gegeneinander versetzt wurden. Dabei transportiert jeder Leapschritt das entsprechende Untergitter um einen Zeitschritt, so daß der zeitliche Versatz um $\Delta t/2$ erhalten bleibt. Zur Zwischenspeicherung der Daten werden die beiden Untergitter durch einen weiteren Laxschritt zeitlich zusammengeschoben. Dieser Laxschritt wird bei Fortführung der

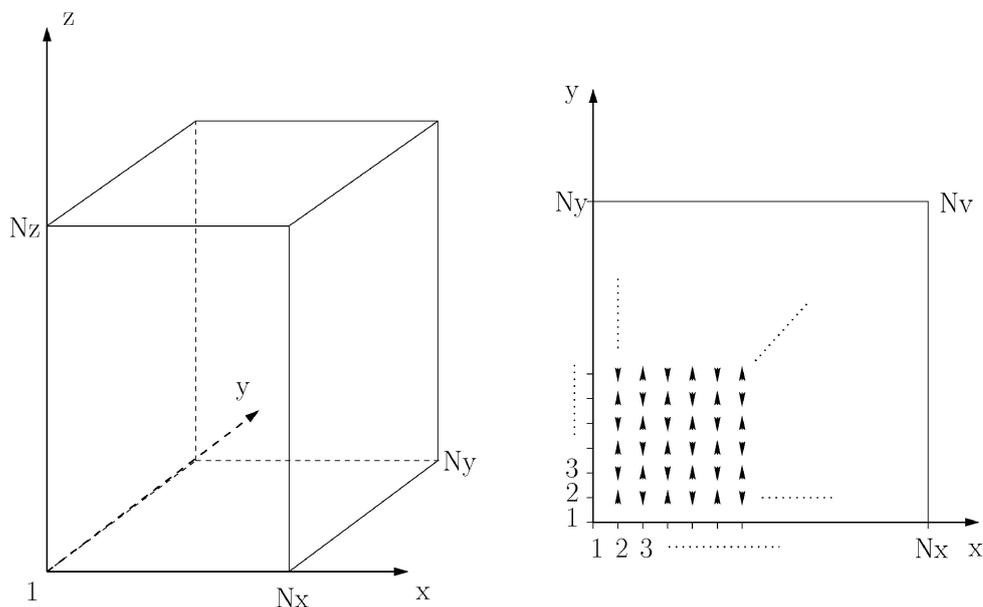


Abb. 3.1: Schematische Darstellung des verschachtelten Gitters

Integration jedoch wieder rückgängig gemacht, so daß das gesamte Verfahren in zweiter Ordnung exakt bleibt.

Bei dem im Code verwendeten modifizierten Leapfrog-Verfahren werden die Massen- und Impulsdichten von Plasma und Neutralgas sowie u und u_n explizit berechnet. Dabei werden zur Approximation der ersten partiellen Ableitungen der einzelnen Größen f *finite Differenzen* der Form

$$\frac{\partial f}{\partial x_i} \approx \frac{f(x_i + \Delta x_i) - f(x_i - \Delta x_i)}{2\Delta x_i}, \quad i = 1, \dots, 3 \quad (3.86)$$

(also *zentrierte Differenzenquotienten*) für die räumlichen Ableitungen verwendet. Die Zeitableitung wird durch den zentrierten Differenzenquotienten

$$\frac{\partial f}{\partial t} \approx \frac{f(t + \Delta t) - f(t - \Delta t)}{\Delta t} \quad (3.87)$$

approximiert. Das verwendete Verfahren der finiten Differenzen ist somit ein sogenanntes *CTCS-Verfahren* (*Centered Time Centered Space*) [Press et al., 1986; Seite 623f].

Zur Berechnung der räumlichen ersten partiellen Ableitung eines Feldes am Gitterpunkt $(i, j) \equiv (x_i, y_j)$ benötigt man die Feldwerte an den benachbarten Punkten $(i - 1, j)$, $(i + 1, j)$, $(i, j - 1)$ und $(i, j + 1)$. Diese liegen jedoch alle auf dem um $\Delta t/2$ avancierten, anderen Teilgitter vor, das schon im vorhergehenden Integrationsschritt berechnet wurde. Daher können die konservativen Teile der Bilanzgleichungen allein mit den Feldwerten auf dem bereits avancierten Gitter berechnet werden. Dies wird deutlich, wenn

man die Diskretisierung des konservativen Teils der Plasma-Kontinuitätsgleichung in einer Dimension betrachtet:

$$\rho_i^{n+1/2} = \rho_i^{n-1/2} - \frac{\Delta t}{2\Delta x} [s_{i+1}^n - s_{i-1}^n] . \quad (3.88)$$

Dabei bezeichnet z.B. $\rho_i^{n-1/2}$ die Dichte zum Zeitpunkt $t_{n-1/2}$ am Gitterpunkt i . Die Dichte $\rho_i^{n+1/2}$ zum Zeitpunkt $t_{n+1/2}$ wird somit allein mit Hilfe der bereits zum Zeitschritt t_n avancierten Feldwerte an den benachbarten Punkten des anderen räumlichen Teilgitters berechnet, wie es in Abbildung 3.2 dargestellt ist.

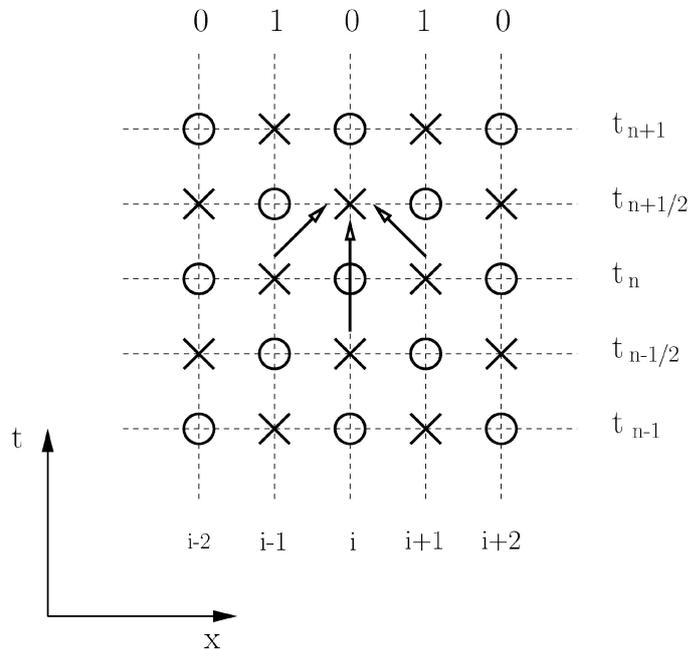


Abb. 3.2: Avancieren der Feldwerte nach dem Leapfrog-Verfahren

Kreuze und Kreise kennzeichnen in dieser Abbildung die beiden Raum-Zeit-Untergitter, während die mit 0 und 1 gekennzeichneten senkrechten Linien die beiden räumlichen Teilgitter darstellen.

Ein möglicher Nachteil der Diskretisierung nach dem Leapfrog-Verfahren ist die Konsequenz, daß die beiden entstehenden Raum-Zeit-Gitter (x und o in Abbildung 3.2) völlig voneinander entkoppelt sind. Das kann eventuell dazu führen, daß die Feldvariablen auf den beiden Teilgittern auseinanderdriften [Press et al., 1986; Tajima, 1989], was als numerische „odd-even-Instabilität“ bekannt ist. Eine solche nichtlineare Instabilität des Verfahrens läßt sich dadurch beheben, daß die beiden Raum-Zeit-Gitter wieder leicht

aneinander gekoppelt werden. Dies geschieht im verwendeten Code durch die Einführung kleiner, künstlicher, numerischer Viskositätsterme und die Methode der Flußkorrektur für die nicht konservativen Quellterme.

Die Integration der konservativen Anteile der Bilanzgleichungen (3.74)–(3.77) und (3.79)–(3.80) findet somit ausschließlich auf einem der Raum-Zeit-Untergitter (z.B. Kreuze) statt, nämlich demjenigen, welches am Anfang der Integrationsroutine durch einen Laxschritt auf dem entsprechenden räumlichen Teilgitter erzeugt wurde.

Im Gegensatz dazu erfordert die Berechnung der nicht konservativen Anteile, also der Quellterme in den Bilanzgleichungen, die Feldwerte auf dem anderen Raum-Zeit-Untergitter (Kreise), die jedoch nicht zur Verfügung stehen, da die Teilgitter um $\Delta t/2$ zeitlich gegeneinander versetzt sind. So benötigt man bei Berücksichtigung der Quellterme in Gleichung 3.88 die Dichte ρ_i^n am Punkt i zum Zeitpunkt t_n . Dieser Gitterpunkt befindet sich jedoch auf der Zeitebene $t_{n-1/2}$ (Abb. 3.2). Der Leapfrog-Algorithmus ist daher nicht ohne weiteres auf die Quellterme in den Bilanzgleichungen anwendbar.

Stattdessen wird die Integration der Quellterme im Code in zwei halben Zeitschritten um $\Delta t/2$ durchgeführt [Birk und Otto, 1996]. Im ersten Halbschritt von der Zeitebene $t_{n-1/2}$ zur Ebene t_n werden die zur Berechnung der Quellterme (z.B. $\nu\rho - \beta\rho^2$) fehlenden Feldwerte (Kreise) auf der Zeitebene t_n durch Mittelung über die benachbarten Gitterpunkte (Kreuze) bestimmt. Der erste Halbschritt der Integration

$$Q'(t_n) = Q(t_{n-1/2}) - \frac{\Delta t}{2}(C(t_n) - \bar{S}(t_n)) \quad (3.89)$$

liefert zunächst einen vorläufigen Wert („Prädiktor“) der Feldvariable Q zum Zeitpunkt t_n durch Verwendung der gemittelten Quellterme \bar{S} . Der konservative Teil der Bilanzgleichung ist hier mit C bezeichnet und befindet sich bereits automatisch auf der richtigen Zeitebene. Vollendet wird der erste Halbschritt durch eine Korrektur des Flußtransports der Quellterme

$$Q(t_n) = Q'(t_n) - \frac{\Delta t}{2}(\bar{S}(t_n) - S'(t_n)) , \quad (3.90)$$

wobei der Prädiktorwert Q' verwendet wurde, um die vorläufigen Quellterme S' zum Zeitpunkt t_n zu berechnen. Damit ist nun der Wert der Feldvariable Q zum Zeitpunkt t_n bekannt und kann im zweiten Halbschritt

$$Q(t_{n+1/2}) = Q(t_n) - \frac{\Delta t}{2}(C(t_n) - S(t_n)) \quad (3.91)$$

zur Berechnung der fehlenden Quellterme $S(t_n)$ zum Zeitpunkt t_n (Kreise) verwendet werden. Diese Methode des *korrigierten Flußtransportes* der Quellterme ist immer dann nötig, wenn die zu integrierende Feldvariable in den Quelltermen auftritt, wie dies z.B. bei der Plasma-Kontinuitätsgleichung durch die Dichte ρ im Quellterm $\nu\rho - \beta\rho^2$ der Fall ist. Somit muß das Fluß-Korrektur-Verfahren auf alle Bilanzgleichungen des Gleichungssystems (3.74)–(3.80) angewandt werden.

Bei der Diskretisierung der Induktionsgleichung (3.78) versagt das Leapfrog-Schema, da der resistive Diffusionsterm $\eta\Delta\mathbf{B}$ zur Instabilität des Algorithmus führt (vgl. Tajima,

1989). Dies rührt daher, daß bei der Diskretisierung der zweiten partiellen räumlichen Ableitungen

$$\frac{\partial^2 f}{\partial x_i^2} \approx \frac{f(x_i + \Delta x_i) - 2f(x_i) + f(x_i - \Delta x_i)}{\Delta x_i^2} \quad (3.92)$$

der Feldvariable f wiederum die Feldwerte $f(x_i)$ auf dem nicht zugänglichen Raum-Zeit-Gitter (Kreise) benötigt werden. Die Induktionsgleichung (3.67) wird daher im Code mit Hilfe des semiimpliziten Algorithmus nach DuFort-Frankel [Fletscher, 1991; Abschnitt 7.1.2] integriert. Dabei wird der noch unbekannte Wert des Magnetfeldes zum Zeitpunkt $t_{n+1/2}$ mitverwendet, um die zweiten partiellen Ableitungen (3.92) zum Zeitpunkt t_n zu diskretisieren. Das so entstehende Verfahren ist sowohl für homogene als auch für lokalisierte Resistivitätsmodelle stabil und erlaubt sogar die Berücksichtigung des Elektronendruckterms. Eine lineare Stabilitätsanalyse der Anwendung des DuFort-Frankel-Verfahrens auf die Induktionsgleichung findet sich in [Birk, 1993; Anhang B]. Die Kombination der oben beschriebenen Algorithmen ergibt ein numerisch äußerst stabiles Verfahren zur Integration der Simulationsgleichungen (3.74)–(3.80), welches in bezug auf die Integrationsgrößen selbstkonsistent und von zweiter Ordnung exakt in Raum und Zeit ist und außerdem die Verwendung lokalisierter Resistivitätsmodelle erlaubt, wie sie für viele Problemstellungen der Astrophysik typisch sind. Es bleibt anzumerken, daß sich die Selbstkonsistenz nicht auf die Größen η , ι , β , sowie die Frequenzen ν erstreckt. Diese sind von ihrer Natur her kinetische Größen, da bei ihrer Berechnung kinetische Prozesse wie Stöße und Abweichungen vom thermischen Gleichgewicht die dominierenden Faktoren sind. Solche Größen können im Fluidbild des Codes nicht selbstkonsistent berechnet werden und werden daher, basierend auf plausiblen Modellen, die teilweise aus der kinetischen Theorie abgeleitet wurden, als Parameter an geeigneter Stelle in den Code eingefügt. Die als Parameter eingefügten Größen im einzelnen sind die Ionisationsfrequenz ι , der Rekombinationskoeffizient β , die Gravitationsbeschleunigung \mathbf{g} , die symmetrische Stoßfrequenz ν_{12}^S , die antisymmetrische Stoßfrequenz ν_{12}^A sowie die Resistivität η . Die symmetrische Frequenz ν_{21}^S und ihr antisymmetrisches Pendant ν_{21}^A werden anhand der Gleichungen (3.42) bzw. (3.43) aus den vorgegebenen Stoßfrequenzen berechnet.

In den in dieser Arbeit beschriebenen Simulationen wurde stets ein *Ionisationsgleichgewicht*

$$\iota = \beta\rho \quad (3.93)$$

vorausgesetzt, da die Behandlung von Ionisationseffekten nicht Thema dieser Arbeit ist und an anderer Stelle eingehend durchgeführt werden wird. Da Ionisationsfrequenz ι und Rekombinationskoeffizient β in den Simulationsgleichungen stets in der Form $\iota - \beta\rho$ auftreten, wurden beide Parameter der Einfachheit halber gleich Null gesetzt. Des weiteren bewirkt der Ansatz eines Ionisationsgleichgewichtes auch, daß nach Gleichung 3.43 und 3.50 die antisymmetrischen Stoßfrequenzen ν_{12}^A und ν_{21}^A identisch Null werden. Somit stellt sich allein die Frage nach der Behandlung der symmetrischen Stoßfrequenz ν_{12}^S im Rahmen der Integrationsroutinen.

Die Stoßfrequenzen für die Streuung von Elektronen und Ionen an Neutralgasatomen

sind gegeben durch [Huba, 1998; Seite 39; Lang, 1980; Seite 225]

$$\nu_{e,n} = n_n \sigma_{e,n}^s \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_e}} \quad (3.94)$$

und

$$\nu_{i,n} = n_n \sigma_{i,n}^s \sqrt{\frac{k_B T_i}{m_p}}, \quad (3.95)$$

wobei die Streuquerschnitte $\sigma_{e,n}^s \approx \sigma_{i,n}^s \approx 5 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$ nur schwach temperaturabhängig sind. Wir wählen daher für die symmetrische Stoßfrequenz gemäß der Gleichung (3.41) den normierten Ansatz:

$$\nu_{12}^S = \nu_c \rho_n T_e^{1/2} = \nu_c \rho_n \left(\frac{2u^\gamma}{\rho} \right)^{1/2}. \quad (3.96)$$

ν_c bezeichnet hier einen konstanten Koeffizienten.

Durch Einsetzen der Stoßfrequenzen (3.94) und (3.95) in (3.41) und Normierung der so entstehenden Gleichung mit den Referenzgrößen für Frequenzen, Dichten und Temperaturen ergibt sich der dimensionslose Koeffizient ν_c zu

$$\nu_c = \tau_A \rho_0 \sigma_{e,n}^s \sqrt{\frac{k_B T_0}{m_p^3}} = \frac{1}{2} L_0 n_0 \sigma_{e,n}^s. \quad (3.97)$$

Die Referenzgröße für die Temperatur $T_e = T_i = T$ ergibt sich aus Normierung des idealen Gasgesetzes $p = 2nk_B T$ mit den Partialdrücken $p_e + p_i = p$ und den Teilchendichten $n_e = n_i \equiv n$ zu

$$T_0 = \frac{B_0^2}{16\pi n_0 k_B} = \frac{v_A^2 m_p}{4k_B}. \quad (3.98)$$

In der verwendeten Normierung hat T_0 damit den Wert $T_0 \approx 1.3 \cdot 10^6 \text{ K}$. Das *normierte ideale Gasgesetz* lautet nun

$$p = nT = \rho T. \quad (3.99)$$

Die normierte thermische Geschwindigkeit der Ionen ist gegeben durch $v_{\text{th},i} = \sqrt{T}/2$. Für den dimensionslosen Koeffizienten ergibt sich mit den bisherigen Referenzgrößen ein Wert von $\nu_c \approx 750$. Er gibt die Anzahl der Streuzentren im Volumen $\sigma_{e,n}^s \cdot L_0$ an. Der Wert ist im Hinblick auf den Impulsübertrag beim Stoß allerdings viel zu groß, da viele Einzelstöße nötig sind, um den Impuls eines Teilchens vollständig zu übertragen. Zudem läßt sich ein solch großer Wert numerisch nicht realisieren. Daher werden in den vorgestellten Simulationen typischerweise Werte um 10^{-2} für den Koeffizienten ν_c verwendet. Die Stabilität der Integrationsroutinen mit Einbau der symmetrischen Stoßfrequenz ν_{12}^S wurde in mehreren Testläufen ausreichend getestet, die hier nicht weiter vorgestellt werden, da die im folgenden beschriebenen Simulationen ebenfalls als Test für die Stabilität der Routinen angesehen werden können. Die Tests zeigen die qualitativ erwartete Wechselwirkung von Plasma und Neutralgas und weisen eine hohe numerische Stabilität über

mehrere Hunderttausende bis Millionen Integrationsschritte auf. Die numerische Stabilität des Codes ist dabei vergleichbar mit der Stabilität vor dem Einbau der Stoßfrequenz. Die Gravitationsbeschleunigung \mathbf{g} kann im Code entweder vorgegeben werden oder aus den Massendichten selbst berechnet werden. Da in dieser Arbeit jedoch nicht spezielle Hochgeschwindigkeitswolken, wie z.B. Komplex C, behandelt werden sollen, sondern vielmehr generelle physikalische Phänomene der Wechselwirkung von HVCs mit dem sie umgebenden Plasma, wird die Gravitationsbeschleunigung auf Null gesetzt, um keine Einschränkungen in bezug auf die Positionierung der HVCs über der galaktischen Scheibe in Kauf nehmen zu müssen. Die Eigengravitation wird aufgrund der geringen Dichte der Wolken vernachlässigt. Außerdem führte die Berücksichtigung der Eigengravitation lediglich zu einer Verbesserung der dynamischen Stabilität der HVCs, so daß eine Vernachlässigung die qualitativen Ergebnisse der Simulationen nicht beeinflusst.

Die Resistivität η wird in den Simulationen als Summe einer räumlich und zeitlich konstanten Hintergrundresistivität η_1 und einer anomalen, stromdichteabhängigen Resistivität $\eta_{\text{an}}(j)$ angesetzt (vgl. Abschnitt 3.5.1):

$$\eta(j) = \eta_1 + \eta_2 [j^2 - j_{\text{crit}}^2]^\chi \Theta(j^2 - j_{\text{crit}}^2) . \quad (3.100)$$

Hier bezeichnen $\Theta(x)$ die *Heaviside-Funktion*

$$\Theta(x) = \begin{cases} 1 & \text{für } x \geq 0 \\ 0 & \text{für } x < 0 \end{cases} , \quad (3.101)$$

η_1 und η_2 konstante Koeffizienten, j_{crit} die *kritische Stromdichte*, oberhalb derer die anomale Resistivität einsetzt, und χ einen allgemeinen Exponenten, der von der Größenordnung eins ist (siehe Abschnitt 3.5.1). Die konstante Hintergrundresistivität wird in den dargestellten Simulationen stets auf $\eta_1 = 10^{-5}$ gesetzt, um einen Einfluß der auftretenden numerischen Diffusivität auszuschließen. In den im folgenden Abschnitt dargestellten Simulationen wurde das Plasma zunächst als ideal angesetzt ($\eta_2 = 0$). Voll resistive Simulationen werden im Unterkapitel 3.5 und in Kapitel 4 beschrieben.

Der Code führt die einzelnen Integrationsschritte nach geeigneter Berechnung der obigen zeit- und ortsabhängigen Parameter in der Reihenfolge der Simulationsgleichungen (3.74)–(3.80) durch. Nach jedem Integrationsschritt werden anschließend die Dichten ρ und ρ_n und die Energien u und u_n daraufhin überprüft, ob sie an irgendeinem Gitterpunkt unter einen bestimmten kritischen Wert (z.B. 0.1) gefallen sind. Ebenso wird geprüft, ob die Geschwindigkeiten von Plasma und Neutralgas eine Maximalgeschwindigkeit überschreiten (typischerweise 4). In beiden Fällen wird am entsprechenden Gitterpunkt durch Mittelung über die umliegenden Gitterpunkte eine Glättung durchgeführt, um die auf einen Gitterpunkt beschränkten Spitzen in den Dichten, Energien oder Geschwindigkeiten wegzudämpfen. War die Glättung im Hinblick auf die genannten Abbruchbedingungen erfolglos oder tritt gar eine ausgedehnte Unter- bzw. Überschreitung der kritischen Werte auf, so wird die Simulation mit einer entsprechenden Fehlermeldung abgebrochen. Die unteren Werte für Dichten und Energien sollen dabei vermeiden, daß Druck oder Dichte durch numerische Fehler negativ werden.

Zusätzlich können numerische Fluktuationen, z.B. an Diskontinuitäten und dünnen

Stromschichten, durch Einführung einer künstlichen Viskosität gedämpft werden. Diese liefert einen weiteren Term bei der Integration der Dichten, Impulsdichten und Energien. Bei der Bestimmung der Randwerte unterscheidet der Code zwischen dem *numerischen Rand* des Systems, der durch den Rand des Simulationsgebietes gegeben ist (Gitterpunkte mit den Indizes 1 und N_i), und dem *physikalischen Rand*, der einen Gitterpunkt weiter innen liegt (Indizes 2 und $N_i - 1$). Der physikalische Rand gehört somit noch zum Integrationsgebiet und wird durch die Integrationsroutinen direkt berechnet. Die Randwerte auf dem numerischen Rand hingegen werden, wenn sie nicht explizit in der entsprechenden Randroutine festgelegt werden, vom Code anhand der Formel

$$f_{n\pm 1} = K f_{n\mp 1} + A(f_{n\mp 1} - f_{n\mp 3}) \quad (3.102)$$

berechnet, wobei die oberen Vorzeichen für den rechten, die unteren für den linken Rand gelten. f_n bezeichnet hier den Wert der Größe f auf dem physikalischen Rand.

Neben den festen Randwerten erlaubt der Code die folgenden drei Arten von Randbedingungen:

- a) Antisymmetrie ($f|_{Rand} = 0$) durch $K = -1$, $A = 0$
- b) Symmetrie ($f'|_{Rand} = 0$) durch $K = 1$, $A = 0$
- c) Extrapolation durch $K = 1$, $A = 1/2$

Die Ableitung f' meint hier die Änderung in Richtung der Normalen \hat{n} auf den Rand $\langle grad f, \hat{n} \rangle$. Bei antisymmetrischen Randbedingungen werden zusätzlich die Werte von f auf dem physikalischen Rand gleich Null gesetzt. Die extrapolierten Randbedingungen hingegen entsprechen der ersten Ordnung einer Taylor-Entwicklung auf dem Rand.

Die Art der Randwertbestimmung läßt sich über die Koeffizienten K und A für jede Integrationsgröße f separat festlegen.

Symmetrische und antisymmetrische Randbedingungen sind dann von Nutzen, wenn das untersuchte System die entsprechende Symmetrie aufweist. Das ist besonders bei dreidimensionalen Simulationen sinnvoll, um die Rechenzeit zu reduzieren. Bei den hier vorgestellten, zweidimensionalen Simulationen existiert zwar eine Symmetrieachse, die y -Achse, dennoch wurde auf die Reduzierung des Simulationsgebietes verzichtet, um zusätzliche numerische Fehler durch die künstliche Einführung eines Symmetrierandes zu vermeiden.

Antisymmetrische Randbedingungen für die Normalkomponenten von \mathbf{v} und \mathbf{v}_n an einem Rand bewirken, daß das System bzgl. dieses Randes ein geschlossenes System ist, da kein Materiefluß über den Rand erlaubt ist ($v_{\perp} = v_{n\perp} = 0$). Um ein offenes System ohne spezielle Symmetrien an den Rändern zu simulieren, müssen extrapolierte Randbedingungen verwendet werden. Dies ist bei den im folgenden dargestellten Simulationen an allen Rändern der Fall, da Plasma und Neutralgas durch keine äußeren Zwangsbedingungen physikalisch auf das Simulationsgebiet beschränkt sind und somit Materie, magnetischer Fluß und Energie die Ränder frei passieren sollen. Der Plasmaein-schluß durch Magnetfelder geschieht nicht durch die Randbedingungen, sondern durch die Topologie des Magnetfeldes und die Leitfähigkeit σ des Plasmas.

Ein Nachteil der extrapolierten Randbedingungen besteht darin, daß aufgrund des Verfahrens der finiten Differenzen die Taylor-Entwicklung auf die erste Ordnung beschränkt bleibt. Durch die fehlenden höheren Glieder der Taylorreihe können nun Abweichungen

bei der Extrapolation auf den Rändern auftreten, die u.a. zur Teilreflexion von Wellen von den Rändern in der Größenordnung des zweiten Gliedes der Taylorreihe führen. Als Lösung dieses Problems könnte die Bestimmung der Randwerte anhand der Charakteristiken des Differentialgleichungssystems (3.74)–(3.80) erfolgen. Diese Art der Randwertbestimmung ist im Code jedoch bisher nicht vorgesehen.

Die Erfüllung der Bedingung der Divergenzfreiheit des Magnetfeldes auf dem Rand schließlich wird vom Code bei der Ermittlung der Randwerte automatisch überprüft. Falls nötig, werden die Randwerte von \mathbf{B} so abgeändert, daß überall $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ gilt. Im Inneren des Integrationsgebietes erhält der Code die Divergenzfreiheit des Magnetfeldes mit hoher Genauigkeit.

3.2 Dynamische Stabilisierung von HVCs

Bei den in diesem und den folgenden Unterkapiteln dargestellten Plasma-Neutralgas-Simulationen handelt es sich ausschließlich um zweidimensionale Simulationen, wobei der Begriff der „Dimension“ hier die Zahl der unabhängigen Raumkoordinaten bezeichnet. Die Vektorfelder der Plasma-Neutralgas-Gleichungen (3.74)–(3.80) bleiben auch bei diesen Simulationen Elemente eines dreidimensionalen Vektorraumes, liegen also in dreidimensionalen Tangentialräumen an den zweidimensionalen Ortsraum. Man spricht gebräuchlicherweise von sogenannten $2\frac{1}{2}$ -dimensionalen ($2\frac{1}{2}$ D) Simulationen. Der Einfachheit halber werden wir hier von zweidimensionalen Simulationen reden. Die Reduzierung der unabhängigen Raumkoordinaten geschieht stets aufgrund einer speziellen Invarianz oder Symmetrie. Bei den hier beschriebenen Simulationen ist dies eine Invarianz bzgl. Translationen in z -Richtung. Dadurch verschwinden alle Ableitungen $\partial/\partial z$, wodurch sich das zu lösende Gleichungssystem entsprechend vereinfacht. Weiterhin genügt es nun, eine repräsentative xy -Ebene zu simulieren.

HVCs in galaktischen Halos sind kühle, dichte Wolken atomaren neutralen Wasserstoffs, die sich mit Geschwindigkeiten um 100 km s^{-1} durch den heißen, sie umgebenden Halo bewegen (siehe Abschnitt 2.1). Ihr Geschwindigkeitsvektor \mathbf{v}_n schließt dabei im Normalfall einen endlichen Winkel mit der lokalen Richtung des Magnetfeldes im Halo ein. Wir werden hier nun zunächst den idealisierten Fall darstellen, bei dem sich die HVC exakt senkrecht zu einem homogenen Magnetfeld bewegt. Anschließend werden die Fälle eines Einfalls schräg und parallel zum Magnetfeld, eines verschwindenden Magnetfeldes und Fälle mit höheren Geschwindigkeiten und stärkeren Dichtegradienten diskutiert, um die Signifikanz der Ergebnisse zu untermauern.

3.2.1 Bewegung senkrecht zum Magnetfeld

Für den Fall einer senkrecht zum Magnetfeld einfallenden Hochgeschwindigkeitswolke stellt sich die Situation schematisch wie in Abbildung 3.3 dar. Die HVC bewegt sich mit einer Geschwindigkeit \mathbf{v}_n senkrecht zu den Feldlinien des homogenen Magnetfeldes in negativer y -Richtung. Dabei bildet sich durch Ionisation des Neutralgases in der Kontaktschicht mit dem Plasma eine Ionosphäre, die sich als dünne Randschicht um

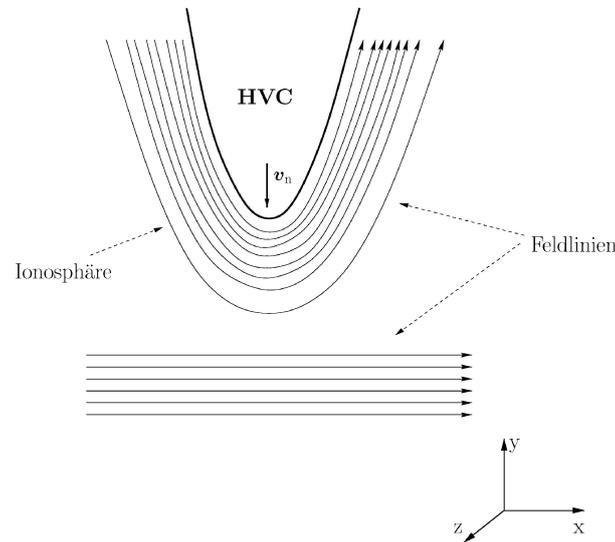


Abb. 3.3: Schematische Darstellung der Bewegung einer HVC durch den magnetisierten Halo

die Front der HVC mit jener mitbewegt. Da das Plasma im Halo und der Randschicht aufgrund seiner geringen Teilchendichte als ideal mit verschwindender Resistivität angesehen werden muß, kann sich die HVC mit ihrer ionisierten Randschicht nicht ohne weiteres senkrecht zu den magnetischen Feldlinien bewegen. Stattdessen werden diese um die HVC herum drapiert, wie es in Abbildung 3.3 dargestellt ist und schon von [Alfvén \(1957\)](#) im Zusammenhang mit der Bildung eines Magnetschweifes bei Kometen im Sonnenwind postuliert wurde. Die folgenden Simulationen beleuchten diesen Prozeß der Bildung dieser sogenannten *magnetischen Barriere* unter dem Aspekt der dynamischen Stabilisierung einer kühlen HVC gegen das heiße Haloplasma.

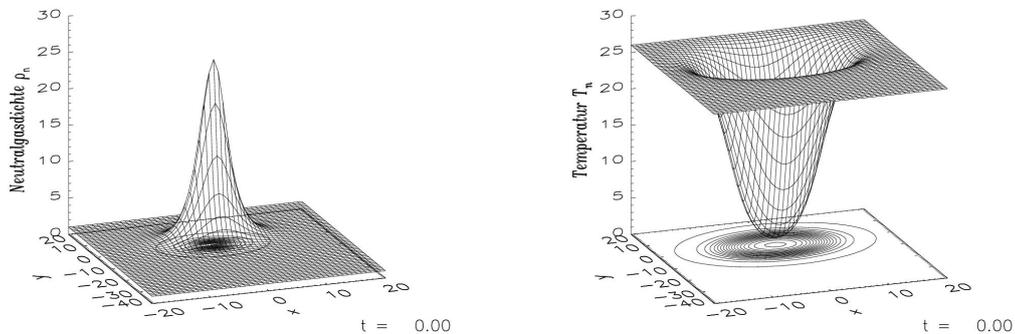
Um zu verhindern, daß die HVC während der Integration das Integrationsgebiet verläßt, werden die Simulationen im anfänglichen Ruhesystem der HVC durchgeführt. Das zu integrierende Gleichungssystem der Plasma-Neutralgasgleichungen (3.74)–(3.80) ist unter Galileitransformationen invariant, da die Wechselwirkungsterme zwischen Plasma und Neutralgas allein von der Relativgeschwindigkeit der beiden Fluide abhängen. Im transformierten System befindet sich die HVC als dichte, kühle Neutralgaskonzentration nun anfangs in Ruhe, während Plasma und Magnetfeld mit einer vorgegebenen Relativgeschwindigkeit vom oberen Rand des Integrationsgebietes her einströmen.

Anfangskonfiguration:

Als Anfangskonfiguration wird eine Neutralgaswolke der Form

$$\rho_n(r) = \rho_{\min} + \frac{\rho_{n_0}}{\cosh ar} \quad (3.103)$$

im Ursprung $(x, y) = (0, 0)$ des Systems angesetzt (Abb. 3.4(a)). Hierbei bezeichnet r den Radius vom Ursprung des Systems, während $a = 1/2$ die Skalenlänge für den Gradienten der Neutralgasdichte ρ_n im $1/\cosh$ -Profil angibt. Die Konstanten ρ_{\min} und ρ_{n_0}

(a) Neutralgasdichte ρ_n (b) Neutralgastemperatur T_n **Abb. 3.4:** Die HVC zu Beginn der Simulation bei $t = 0$

definieren die minimale (ρ_{\min}) und maximale ($\rho_{n_0} + \rho_{\min}$) Neutralgasdichte und wurden in dieser Simulation zu $\rho_{\min} = 1$ und $\rho_{n_0} = 25$ gewählt. Die Wolke befindet sich anfangs in Ruhe, sprich $\mathbf{v}_n = 0$. Weiterhin wird angenommen, daß sich das Neutralgas anfänglich im Druckgleichgewicht bei einem homogenen Druck $p_{n_0} = T_{n_0}(\rho_{\min} + \rho_{n_0})$ befindet, wobei $T_{n_0} = 1$ die kleinste Temperatur im Zentrum der Wolke ist. Das Temperaturprofil ist dann nach dem idealen Gasgesetz (3.99) durch $T_n(r) = p_{n_0}/\rho_n(r)$ gegeben (Abb. 3.4(b)). Damit ist das Neutralgas außerhalb der Wolke etwa einen Faktor 25 heißer als im Zentrum der Wolke. Dieser Temperaturgradient ist jedoch klein verglichen mit realistischen Temperaturgradienten von 10^3 – 10^4 in typischen HVCs (vergleiche Abschnitt 2.1). Der geringe Temperaturunterschied ist ein Zugeständnis an die numerische Handhabbarkeit, da stärkere Gradienten stets eine höhere räumliche und zeitliche Auflösung bei der Integration erfordern und damit sehr schnell äußerst zeit- und speicherintensiv werden. Vergleichssimulationen mit stärkeren Temperatur- und Dichtegradienten zeigen jedoch qualitativ die gleiche Entwicklung des Systems, abgesehen von der längeren Integrationszeit. Eine dieser Vergleichssimulationen ist unter Abschnitt 3.2.5 beschrieben. Da

wir hier hauptsächlich an der langfristigen Entwicklung des Plasma-Neutralgas-Systems interessiert sind, beschränken wir uns zunächst auf mittlere Temperatur- und Dichtegradienten.

Das Plasma hat anfänglich eine homogene Dichte $\rho_0 = 1$ und ein ähnliches Temperaturprofil wie das Neutralgas:

$$T(r) = T_0 - \frac{T_0 - T_{n0}}{\cosh ar} . \quad (3.104)$$

Die maximale Temperatur des Plasmas ist hierbei durch $T_0 = 10$ gegeben. Es fällt auf, daß das Neutralgas außerhalb der Wolke zu Beginn heißer als das äußere Plasma ist. Außerdem beträgt der Ionisationsgrad des Plasmas außerhalb der HVCs in Realität etwa 100%. Das Neutralgas außerhalb der HVC dient in der Simulation jedoch lediglich als Wärmereservoir für das äußere Plasma, welches im Verlauf der Simulation durch den ν_{12}^S -Stoßterm in der Druckgleichung (3.79) geheizt wird, bis seine Temperatur vergleichbar mit der des äußeren Neutralgases ist. Dieses ist nicht dicht genug, um die Bewegung des Plasma signifikant zu beeinflussen, da die Stoßfrequenz ν_{12}^S wegen des kleinen Koeffizienten $\nu_c = 8 \cdot 10^{-3}$ nur sehr klein ist und der Plasmafluß zudem am oberen Rand des Systems ständig erneuert wird. Während der Simulation nimmt das Neutralgas allmählich dasselbe Profil wie die Plasmaströmung an. Diese ist anfangs ausschließlich in negative y -Richtung ($v_x = v_z = 0$) mit einem Geschwindigkeitsprofil

$$v_y(r) = v_{y0} \left(1 - \frac{1}{\cosh ar} \right) \quad (3.105)$$

ausgerichtet, wobei $v_{y0} = -0.1$ die kleinste Geschwindigkeit des Plasmas ist. Somit befindet sich das Zentrum der Neutralgaswolke in Ruhe, während das Plasma um die Wolke in Richtung des y_{\min} -Randes und dabei senkrecht zu einem anfänglich homogenen Magnetfeld in x -Richtung strömt: $B_x = B_{x0} = 0.01$, $B_y = B_z = 0$.

Da die normierte lokale Alfvéngeschwindigkeit $\tilde{v}_A = B/\sqrt{\rho}$ bei konstanter Plasmadichte mit der Magnetfeldstärke B skaliert, ist die anfängliche Plasmaströmung superalfvénisch mit einer Alfvén-Machzahl $M_A = v/\tilde{v}_A = 10$. Die anfängliche Magnetfeldstärke in der Simulation entspricht bei der verwendeten Normierung einer Magnetfeldstärke von nur $B = 30$ nG und ist somit klein verglichen mit typischen galaktischen Feldstärken [Beuermann, 1985; Beck et al., 2002]. Dies führt dazu, daß selbst die relativ geringe Anfangsgeschwindigkeit der HVC von ≈ 20 km s $^{-1}$ in den hier beschriebenen Simulationen superalfvénisch ist, und somit der Plasmafluß im transformierten System in der Lage ist, das magnetische Feld signifikant zu deformieren und zu komprimieren. Jedoch tritt kein Schock auf, da die Schallgeschwindigkeit c_s aufgrund der hohen Plasmatemperatur außerhalb der Wolke von $T \approx 1.3 \cdot 10^7$ K bei $c_s \approx 590$ km s $^{-1}$ oder in normierten Einheiten bei etwa $c_s \approx 2.9$ liegt. Die Plasmaströmung liegt somit deutlich im subsonischen Bereich. Es sei hier noch einmal betont, daß die Simulationsgleichungen (3.74)–(3.80) ein voll kompressibles Plasma-Neutralgas-System beschreiben.

Die gesamte Anfangskonfiguration ist in Abbildung 3.5 dargestellt. Die Neutralgasdichte ist hier in logarithmischer Skalierung dargestellt, während die Linien die magnetischen Feldlinien und die Pfeile die Plasmaströmung darstellen.

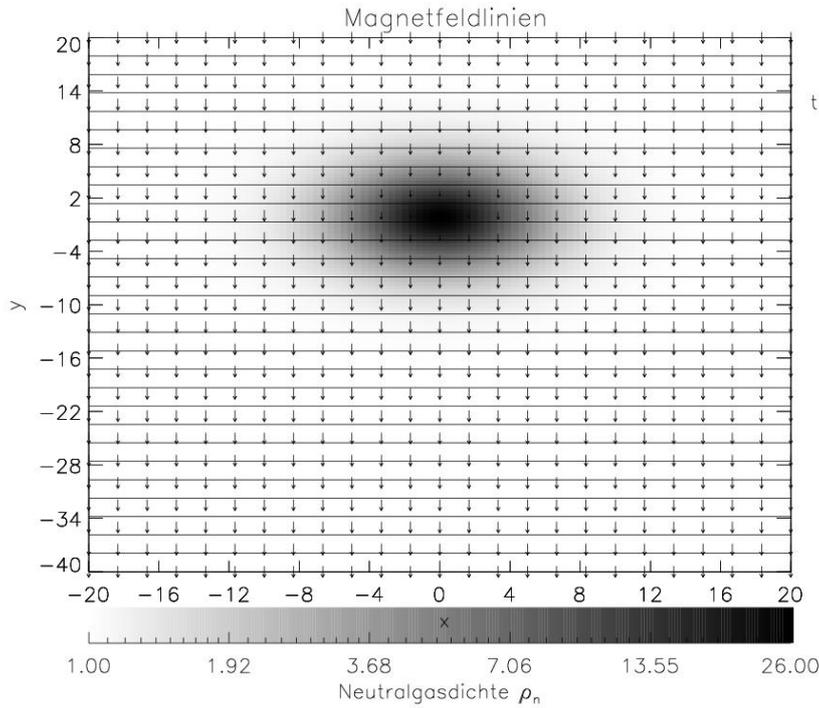


Abb. 3.5: Die Anfangskonfiguration für Neutralgasdichte, Plasmaströmung und Magnetfeld

Die in diesem Unterkapitel dargestellten Simulationen sind abgesehen von einer kleinen, konstanten Hintergrundresistivität $\eta_1 = 10^{-5}$ in magnetohydrodynamischer Hinsicht ideal.

Neben der bereits erwähnten Vernachlässigung der Gravitationsbeschleunigung ($\mathbf{g} = 0$) und der Annahme eines währenden Ionisationsgleichgewichts ($\iota = \beta\rho$) wurden zusätzlich in allen in dieser Arbeit dargestellten Simulationen die Adiabatenindizes von Plasma und Neutralgas gleichgesetzt

$$\gamma = \gamma_n = \frac{5}{3}, \quad (3.106)$$

wie es für nichtrelativistische ideale Gase der Fall ist.

Die Simulationen wurden in zweidimensionalen Integrationsgebieten mit x -Werten von -20 bis 20 bzw. von -40 bis 40 (schräger Einfall) und y -Werten von -40 bis 20 bzw. von -80 bis 20 durchgeführt, wobei äquidistante Gitter mit 103 bzw. 153 Gitterpunkten in x -Richtung und 153 bzw. 203 Punkten in der y -Richtung verwendet wurden. Das ergibt jeweils einen konstanten Gitterabstand von 0.4 bzw. 0.5 für den schrägen Einfall.

Randbedingungen:

Alle Größen werden bis auf drei Ausnahmen an den Rändern der Simulationsbox bis

zur ersten Ordnung der Taylorreihe extrapoliert. Abweichend davon werden aus Stabilitätsgründen die Plasma- und Neutralgasdichten, sowie die Stoßfrequenz ν_{12}^S an beiden y -Rändern als symmetrisch angenommen. Aus demselben Grund wird die Magnetfeldkomponente B_x am oberen Rand (y_{\max}), wo das Plasma einströmt, als symmetrisch angesetzt. Die wichtigste Ausnahme besteht jedoch darin, daß der Plasmafluß am oberen Rand erhalten wird, indem nach jedem Integrationsschritt $v_y(y_{\max}) = v_{y_0}$ gesetzt wird. Insgesamt ergibt sich damit ein Plasma-Neutralgassystem, in dem magnetischer Fluß, Plasma, Neutralgas und Energie frei über die x -Ränder fließen können, während an den y -Rändern magnetischer und Massenfluß teilweise festgelegt werden.

Bildung einer magnetischen Barriere

Da das Plasma in dieser Simulation als ideal im magnetohydrodynamischen Sinne angesehen wird, sind die magnetischen Feldlinien im Plasma „eingefroren“. Aus dem Faradayschen Gesetz

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (3.107)$$

für ein ideales Plasma ($\eta = 0$) folgt, daß der magnetische Fluß

$$\Phi = \int_{\mathcal{F}} \mathbf{B} \cdot d\mathbf{A} \quad (3.108)$$

durch die von einer „flüssigen Linie \mathcal{C} “, also einer an die Plasmamaterie gebundenen, geschlossenen Kurve, umschlossene Fläche \mathcal{F} zeitlich konstant ist [Kippenhahn und Möhlenhoff, 1975; § 10]. Dies bedeutet, daß sich die magnetischen Feldlinien im idealen Plasma mit der Plasmamaterie mitbewegen; sie sind bei unendlicher Leitfähigkeit eingefroren. Da keine Feldlinie die flüssige Linie im Laufe der Zeit überqueren kann, bleibt die anfängliche Topologie eines idealen Plasmas stets erhalten. Jedes Plasmaelement, das einmal mit einer bestimmten Feldlinie verknüpft war, bleibt dies für alle Zeiten. Die so entstehende topologische Starrheit (engl. *connection*) ist eine charakteristische Eigenschaft des idealen Plasmas. Da die magnetischen Feldlinien im Plasma eingefroren sind, werden diese im Laufe der Zeit dadurch, daß das Plasma um die Wolke herum strömt, verformt und gedehnt. Dabei werden sie wie Gummibänder um die Neutralgaswolke herum drapiert und gespannt.

Zu Beginn der Simulation befinden sich sowohl Neutralgas als auch Plasma im Ursprung des Koordinatensystems in Ruhe. Durch die Stoßterme $\rho \nu_{12}^S (\mathbf{v} - \mathbf{v}_n)$ und $\rho_n \nu_{21}^S (\mathbf{v}_n - \mathbf{v})$ in den Impulsbilanzgleichungen (3.76) und (3.77) wird der Plasmastrom, der auf die Neutralgaswolke trifft, abgebremst und die Neutralgaswolke selbst beschleunigt. Allerdings ist die Beschleunigung der HVC relativ gering, da ihre Dichte weit über der des Plasmastromes liegt. Außerhalb der Wolke sind Plasma- und Neutralgasdichten vergleichbar, so daß das Neutralgas dort nach kurzer Zeit dasselbe Geschwindigkeitsprofil annimmt wie die Plasmaströmung.

In Abbildung 3.6(a) ist die Neutralgas-Strömung nach 330 Alfvénzeiten oder etwa 150 000 Integrationsschritten dargestellt. Das Strömungsprofil zu diesem Zeitpunkt gleicht dem

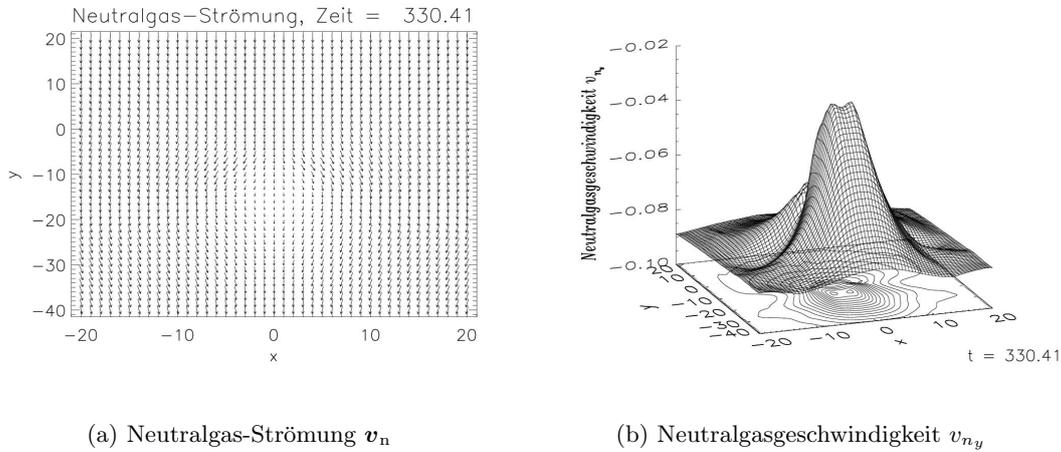


Abb. 3.6: Die Neutralgasgeschwindigkeit zum Zeitpunkt $t \approx 330\tau_A$

ursprünglichen Profil der Plasmaströmung mit dem Unterschied, daß sich das Zentrum der Neutralgaswolke zum unteren Rand hin verschoben hat. Außerdem strömen Plasma und Neutralgas nun um die Wolke wie bei einem weichen Hindernis in einer hydrodynamischen Strömung herum. Aufgrund der Beschleunigung durch das ständig anströmende Plasma bewegt sich das Zentrum der HVC mit einer kleinen Geschwindigkeit in negativer y -Richtung (*Abb. 3.6(b)*). Die Abbildungen 3.7(a) und 3.7(b) zeigen die y -Position y_{HVC} des Zentrums der HVC bzw. dessen y -Geschwindigkeit v_y in Abhängigkeit von der Zeit. Man erkennt deutlich, wie die Neutralgaswolke im Laufe der Zeit in negativer y -Richtung beschleunigt wird und sich dem y_{min} -Rand nähert, bis eine Fortsetzung

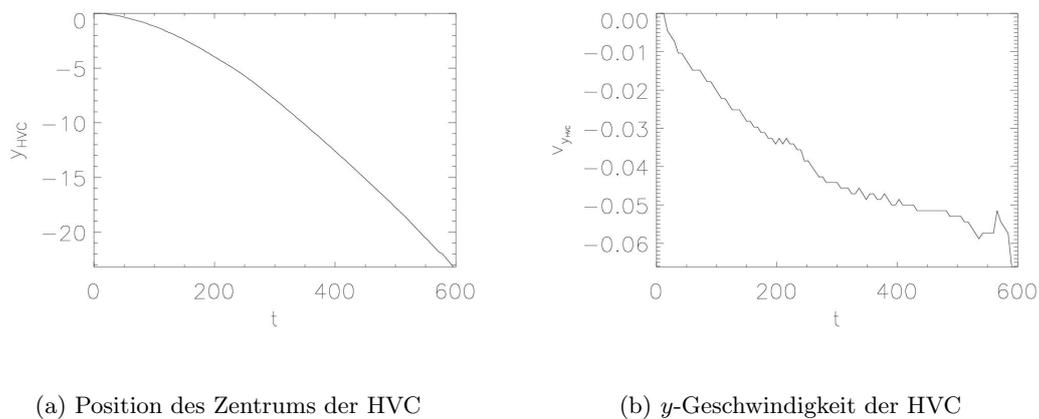


Abb. 3.7: Die beschleunigte Bewegung der HVC in Abhängigkeit von der Zeit t

der Simulation nicht mehr sinnvoll ist, da bereits ein Teil der Wolke über den unteren Rand aus dem Integrationsgebiet ausgeströmt ist. Die Geschwindigkeit $v_{y\text{HVC}}$ nimmt dabei zunächst schnell zu, bis sie bei $v_{y\text{HVC}} \approx -0.05$ eine Art Sättigung erreicht. Die Spitzen in $v_{y\text{HVC}}$ am Ende der Simulation in Abbildung 3.7(b) bei $t \approx 550\tau_A$ sind das Ergebnis einer Randwertstörung, die bei Erreichen des y_{min} -Randes durch die HVC entsteht, und somit nicht signifikant. Entscheidend ist jedoch, daß die Neutralgaswolke durch das auftreffende Plasma zwar beschleunigt wird, aber dennoch nur knapp 50% der ursprünglichen Relativgeschwindigkeit $v_{y0} = -0.1$ erreicht. Dieses Ergebnis unterscheidet sich eklatant vom hydrodynamischen Fall einer harten Kugel in einer laminaren Strömung mit Viskosität ν . Bei letzterem tritt nach dem Stokes'schen Gesetz solange eine beschleunigende Kraft auf, solange die Relativgeschwindigkeit von Kugel und Fluid von Null verschieden ist. Die Bewegung der anfänglich ruhenden Kugel folgt dann dem Gesetz (vgl. Gerthsen und Vogel, 1995; Seite 112):

$$v_y(t) = v_{y0} (1 - e^{-c_1 t}) , \quad (3.109)$$

wobei die Beschleunigungsrate $c_1 = 6\pi\nu R/M$ durch den Radius R und die Masse M der Kugel gegeben ist. Tatsächlich legt Abbildung 3.7(b) den Eindruck nahe, daß die Bewegung der HVC einem ähnlichen Exponentialgesetz gehorcht, allerdings ist die Endgeschwindigkeit hier in etwa durch $v_{y0}/2$ gegeben, so daß Plasma und Neutralgas auch

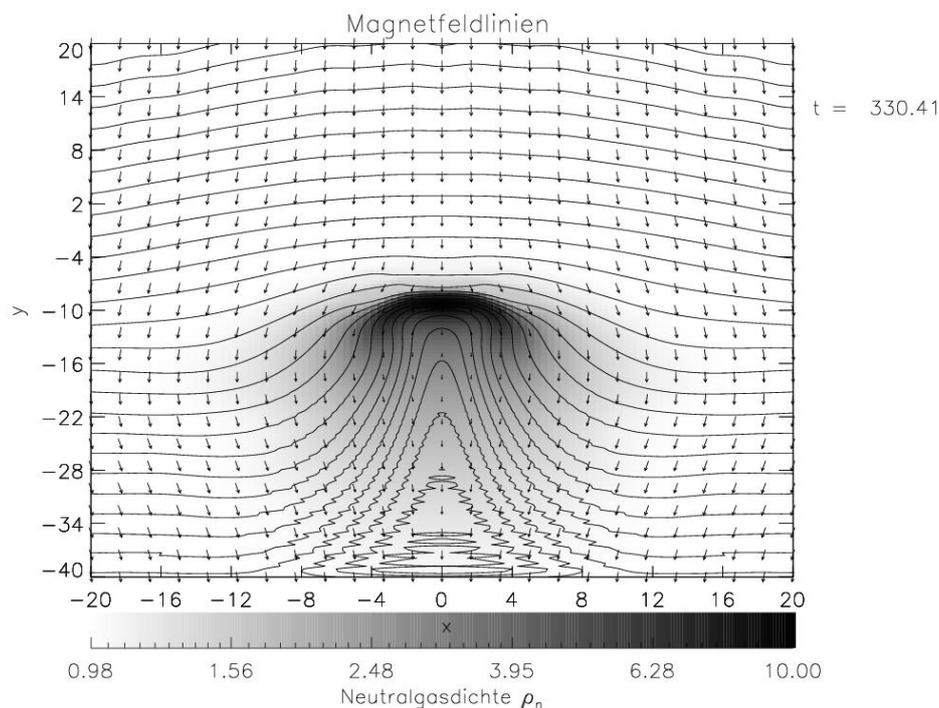


Abb. 3.8: Die Neutralgasdichte, die Plasmaströmung und das Magnetfeld zum Zeitpunkt $t \approx 330\tau_A$

asymptotisch eine endliche Relativgeschwindigkeit behalten. Die Unterschiede zwischen der laminaren, viskosen Strömung um eine harte Kugel und der Bewegung einer HVC durch ein magnetisiertes Plasma bestehen zum einen darin, daß die Neutralgaswolke im Gegensatz zur Kugel ein „weiches“ Hindernis darstellt, bei dem keine echten Stagnationspunkte auftreten, die wesentlich für den Impulsübertrag verantwortlich sind. Zum anderen lenkt das Magnetfeld, das um die Wolke herum drapiert wurde, die Plasmaströmung an ihr vorbei und unterbindet dadurch einen weiteren Impulsübertrag. Bis zu diesem quasistationären Zustand findet der Impulsübertrag zwischen Plasma und Neutralgas durch elastische effektive Plasma-Neutralgas-Stöße statt. Dabei entspricht die in der Simulation beobachtete Beschleunigung der Wolke einer Verzögerung derselben im Ruhesystem des Plasmas und damit der Galaxie. Diese Beobachtung deckt sich mit Messungen von UV-Absorptionslinien an HVCs, die auf eine Abbremsung der Hochgeschwindigkeitswolken bei deren Annäherung an die galaktische Scheibe hinweisen [Benjamin, 1999; Danly, 1989].

Die Simulationszeit von etwa 330 Alfvénzeiten entspricht in der gewählten Normierung einer realen Zeitspanne von etwa 150 Millionen Jahren und ist damit vergleichbar mit dem Alter der HVCs im Magellanschen Strom (siehe Abschnitt 2.1).

Eine detaillierte Darstellung des Plasma-Neutralgas-Systems nach etwa 330 Alfvénzeiten

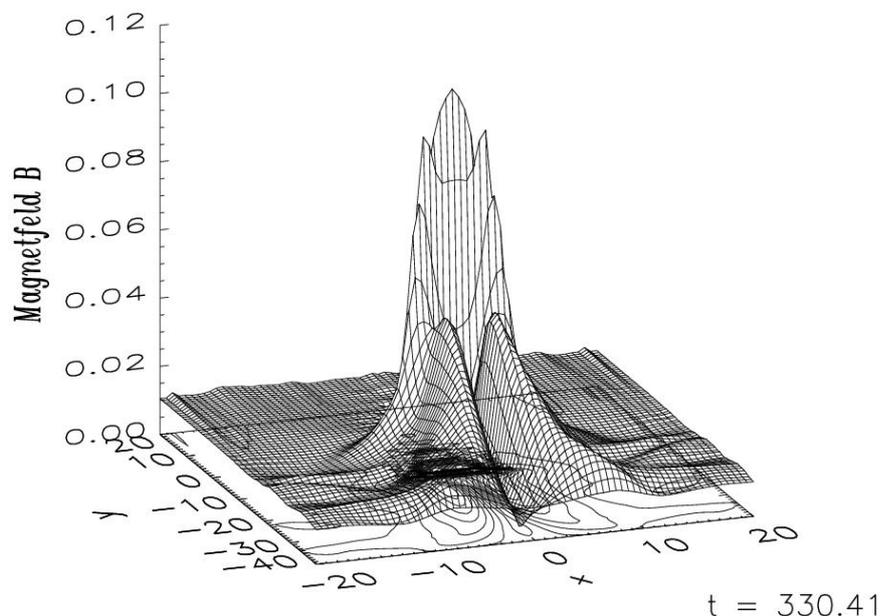


Abb. 3.9: Die magnetische Barriere und der Schweif zum Zeitpunkt $t \approx 330\tau_A$

ist in Abbildung 3.8 wiedergegeben. Die Pfeile deuten hier die Strömung des Plasmas um die Neutralgaswolke an. Man erkennt deutlich, daß keine echten Stagnationspunkte an der Front- und Rückseite der Wolke existieren, wie dies für ein hartes Hindernis zu erwarten wäre. Dennoch wird das auf die Wolke treffende Plasma als Folge der entstandenen Magnetfeldtopologie um die HVC herum geleitet. Aufgrund der Idealität des Plasmas wird der herantransportierte magnetische Fluß an der Frontseite der HVC aufgestaut und komprimiert, während das magnetische Feld an den Seiten um die Wolke herum drapiert und gespannt wird. Beide Prozesse — Kompression und Dehnung — verstärken lokal das Magnetfeld, so daß sich vor der Wolke eine magnetische Barriere mit stark und auf ihrer Rückseite ein magnetischer Schweif mit mittelstark erhöhter Feldstärke bilden (Abb. 3.9). Die Energie, die für diese Erhöhung der Magnetfeldstärke nötig ist, stammt aus der Relativbewegung von Plasma und Neutralgas.

Anschaulich läßt sich dies zeigen, wenn man wie Jones et al. (1996) die relative Zunahme der magnetischen Energie im Simulationsgebiet berechnet. Dazu berechnet man zunächst die anfänglich im Simulationsgebiet \mathcal{S} enthaltene magnetische Energie (genauer gesagt handelt es sich stets um Energien pro Längeneinheit in der invarianten z -Richtung)

$$E_{\text{Bi}} = \int_{\mathcal{S}} W_{\text{mag}} dA = \sum_{i,j} B_{x_0}^2 \Delta x_i \Delta y_j \quad (3.110)$$

durch Integration der magnetischen Energiedichte $W_{\text{mag}} = \mathbf{B}^2$ über das Simulationsgebiet \mathcal{S} . Hierbei sind $B_{x_0} = 0.01$ die bereits erwähnte anfängliche Magnetfeldstärke und Δx_i bzw. Δy_j die (äquidistanten) Gitterabstände in der x - bzw. y -Richtung.

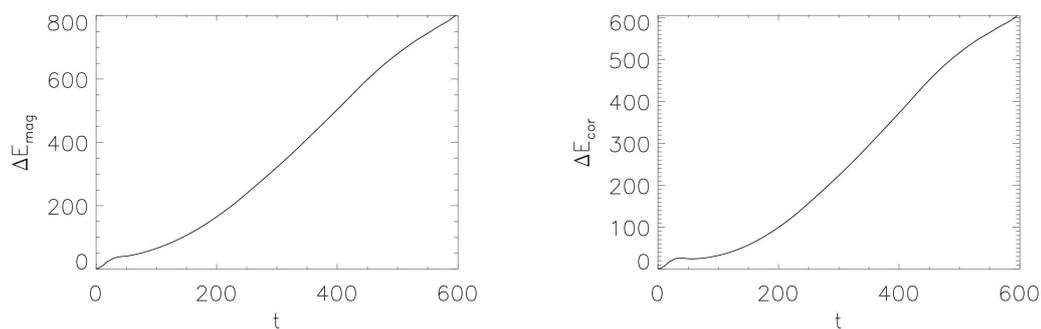
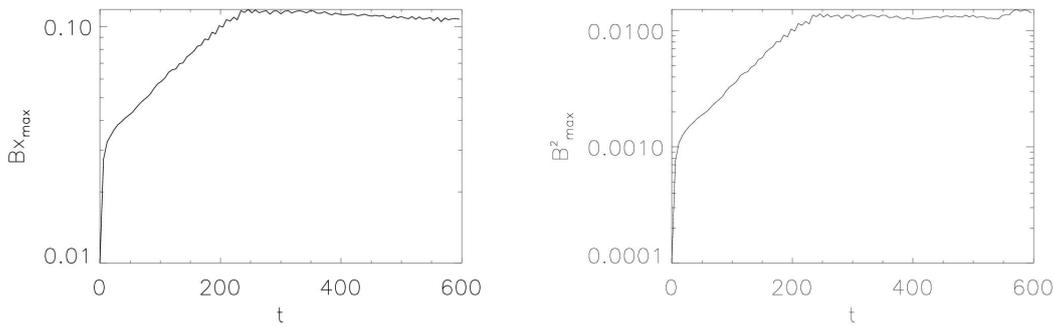
(a) relative Zunahme ΔE_{mag} (b) relativer Überschuß ΔE_{cor}

Abb. 3.10: Die relative Zunahme der magnetischen Energie E_{mag} im Simulationsgebiet mit der Zeit t

Die relative Zunahme

$$\Delta E_{\text{mag}} = \frac{1}{E_{\text{Bob}}} \left[\int_{\mathcal{S}} B^2 dA - E_{\text{Bi}} \right] = \frac{1}{E_{\text{Bob}}} \left[\sum_{i,j} B^2(x_i, y_j) \Delta x_i \Delta y_j - E_{\text{Bi}} \right] \quad (3.111)$$

der magnetischen Energie im Simulationsgebiet ergibt sich dann als Differenz zwischen der aktuellen und der anfänglichen magnetischen Energie innerhalb von \mathcal{S} , normiert auf die ursprünglich in der Wolke enthaltene magnetische Energie $E_{\text{Bob}} = \pi R^2 B_{x_0}^2 = 4\pi B_{x_0}^2$, wobei $R = 2$ als Halbwertsradius der Wolke verwendet wurde. Das Ergebnis ist in Abbildung 3.10(a) dargestellt. Abgesehen von einem Einschwingvorgang, der durch die thermische Druckkompression der HVC in den ersten 25 Alfvénzeiten bestimmt wird, wächst die magnetische Energie zunächst schneller als linear mit der Zeit t , ab ca. $300 \tau_A$ schließlich linear. Die Verflachung der Kurve bei ca. $500 \tau_A$ rührt von der Tatsache her, daß ab diesem Zeitpunkt bereits magnetischer Fluß des Schweifes das Simulationsgebiet über den unteren Rand verläßt. Das nichtlineare Wachstum der magnetischen Energie E_{mag} deutet bereits darauf hin, daß nicht allein der Zustrom magnetischen Flusses mit dem Plasma über den y_{max} -Rand für den Zuwachs an magnetischer Energie verantwortlich sein kann, da dieser durch $\Delta E_{\text{flux}} = B_{x_0}^2 \Delta x N_x v_{y_0} t$ gegeben ist und somit linear mit der Zeit skaliert. Noch deutlicher wird dies, wenn man die bis zum Zeitpunkt t zugeströmte magnetische Energie ΔE_{flux} von der Zunahme der magnetischen Energie im Simulationsgebiet in (3.111) subtrahiert und den so entstehenden korrigierten Zuwachs erneut auf E_{Bob} normiert. Man erhält dann den relativen Überschuß an magnetischer Energie, der durch Kompression und Elongation der Magnetfeldlinien bei der Bewegung der HVC durch das Plasma entsteht (Abb. 3.10(b)). Die Graphik zeigt, daß die Umwandlung von kinetischer Energie der Neutralgaswolke in magnetische Energie durch Plasma-Neutralgas-Wechselwirkungen zu einer ca. 600fachen Erhöhung der ursprünglichen ma-



(a) Maximum von B_x

(b) maximale magnetische Energiedichte B^2

Abb. 3.11: Das Anwachsen des Magnetfeldes in der magnetischen Barriere mit der Zeit t

netischen Energie im Gebiet der HVC über einen Zeitraum von etwa 300 Millionen Jahren, also dem typischen Alter von HVCs im Magellanschen Strom, führt. In Anbetracht der beträchtlichen Ausdehnungen der Wolken von etwa 100 pc und der damit verbundenen hohen kinetischen Energien ist zu erwarten, daß die Bewegung der Neutralgaswolken durch das sie umgebende magnetisierte Plasma durch die Entstehung von magnetischen Barrieren und Schweifen einen deutlichen Einfluß auf die globale Struktur der Halomagnetfelder hat. Radiobeobachtungen und Faraday-Rotationsmessungen mit hoher Auflösung werden in naher Zukunft Aufschluß über die Strukturen der durch die HVCs verstärkten Magnetfelder geben können.

Entscheidender noch als die globale Zunahme des Magnetfeldes ist für die dynamische Stabilisierung der Hochgeschwindigkeitswolken die Zunahme des Magnetfeldes in der magnetischen Barriere, die letztendlich das Neutralgas gegen das anströmende Plasma abschirmt und somit die Durchmischung von heißem Plasma und kaltem Neutralgas und damit das Zerreißen und die Evaporation der HVC verhindert. Die Abbildungen 3.11(a) und 3.11(b) zeigen das Anwachsen der B_x -Komponente und der magnetischen Energiedichte B^2 in ihren Maxima an der Front der HVC innerhalb der magnetischen Barriere mit der Zeit. Nach dem bereits erwähnten Einschwingvorgang wachsen beide über einen Zeitraum von fast 300 Alfvénzeiten oder 130 Millionen Jahren exponentiell, obwohl nur linear mit der Zeit magnetischer Fluß herangeführt wird. Anschließend sättigt das Magnetfeld und wächst nicht weiter an. Dieser Vorgang ist beachtlich! Die elastischen Stoß-

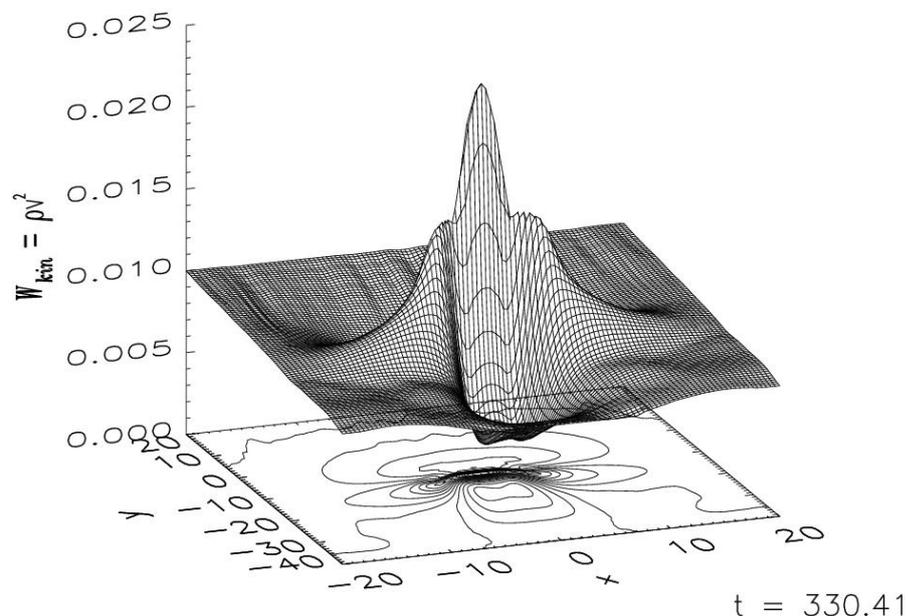


Abb. 3.12: Die kinetische Energiedichte $W_{\text{kin}} = \rho v^2$ zum Zeitpunkt $t \approx 330\tau_A$

wechselwirkungen zwischen Haloplasma und HVC-Gas bewirken, daß zusätzlich zum kontinuierlichen Aufstauen des Halomagnetfeldes auch eine Kompression der entstehenden magnetischen Barriere stattfindet, die das exponentielle Anwachsen bewirkt. Die Bildung einer magnetischen Barriere im Bugbereich einer HVC zählt damit zu den effektivsten Verstärkungsmechanismen magnetischer Felder im Universum!

Die Feldstärke in der magnetischen Barriere sättigt schließlich bei einem Wert, der durch den (normierten) Staudruck ρv^2 des Plasmas vor der Wolke gegeben ist und somit der Äquipartition von magnetischer Energiedichte $W_{\text{mag}} = B^2$ und kinetischer Energiedichte $W_{\text{kin}} = \rho v^2$ (beide normiert) entspricht. In Abbildung 3.12 ist die kinetische Energiedichte zum Zeitpunkt $t \approx 330\tau_A$ dargestellt. Ein exakter Vergleich mit der magnetischen Energiedichte in Abbildung 3.9 zeigt, daß beide im Bereich der magnetischen Barriere von etwa gleicher Größe, nämlich ca. 0.013, sind. Das Maximum der kinetischen Energie liegt etwas höher als dieser Wert und befindet sich im Zentrum der HVC, wo die Plasmadichte ihren Maximalwert annimmt. Die Äquipartition der magnetischen und kinetischen Energie liegt daran, daß eine Kompression und damit Verstärkung des Magnetfeldes nur so lange stattfinden kann, solange die Plasmaströmung lokal superalfvénisch ist, sprich die kinetische Energiedichte höher als die magnetische Energiedichte ist.

Während nun das Magnetfeld in der Barriere einen Sättigungswert erreicht (Abb. 3.11), nimmt die gesamte magnetische Energie im Integrationsgebiet auch nach diesem Zeitpunkt weiter deutlich zu (Abb. 3.10(b)). Der Energiezuwachs findet in diesem Teil der Simulation nicht mehr wesentlich in der Barriere, sondern vielmehr im magnetischen Schweif der HVC statt. Dessen Länge und Feldstärke wachsen stetig an, während gleichzeitig die kinetische Energie des neutralen Materials im Schweif abnimmt. Auf die Bildung und Entwicklung des magnetischen Schweifes der HVCs wird in Abschnitt 3.3 noch genauer eingegangen werden. Die Bildung eines magnetischen Schweifes hinter einer HVC ähnelt sehr stark der eingehend untersuchten Wechselwirkung des Sonnenwindes mit magnetfeldlosen Planeten wie Mars und Venus [Luhmann, 1986; Luhmann et al., 1992] oder Kometen [Formisano et al., 1982; McComas et al., 1987; Flammer et al., 1997]. Die Bildung der magnetischen Barriere um den Kopf der Neutralgaswolke ähnelt der in Abschnitt 2.3 diskutierten Bildung einer magnetischen Randschicht an der Frontseite der HVC über den kritischen Geschwindigkeitseffekt. Dieser kinetische Effekt ist in den hier vorgestellten Fluidsimulationen jedoch nicht implementiert. Somit ergeben sich zwei alternative, physikalisch sinnvolle Mechanismen für die Bildung einer ionisierten Randschicht der HVC und damit einer magnetischen Barriere: die Ionisierung einer neutralen Randschicht durch den kritischen Geschwindigkeitseffekt und der Aufstau von Plasma durch elastische Stoßwechselwirkung mit den Neutralgasteilchen. Welcher der beiden Mechanismen nun in der Realität tatsächlich dominiert, hängt im wesentlichen von den Dichten der beiden Fluide und deren Relativgeschwindigkeit ab (vgl. dazu Abschnitt 2.3). Das Ergebnis ist in beiden Fällen jedoch die Bildung einer dynamisch stabilen magnetischen Barriere, die die HVC vor dem Zerreißen schützt und sie gegen den Temperaturtransfer von heißem Plasma auf das kalte Neutralgas abschirmt.

Dynamische Entwicklung der HVC

Während der Simulation wird die anfangs kreisförmige Neutralgaswolke allmählich verformt. Die entstehende U-förmige Struktur ist in Abbildung 3.8 in der logarithmischen Darstellung der Neutralgasdichte gut zu erkennen, ebenso wie ein dünner Schweif, der aus dem Neutralgas besteht, welches langsam von den Flügeln der Wolke abgestreift wird. Das Abstreifen des Neutralgases von den Rändern der HVC ist eine direkte Konsequenz der Stoßwechselwirkung zwischen Plasma und Neutralgas. Durch elastische Stöße wird Impuls vom anströmenden Plasma auf das Neutralgas übertragen. Da das Plasma sich nicht senkrecht zur magnetischen Barriere bewegen kann, geschieht dieser Impulsübertrag im wesentlichen an den seitlichen Rändern der Neutralgaswolke und parallel zu den magnetischen Feldlinien. Daher wird das Neutralgas vorwiegend von den Seiten der HVC abgetragen, was die Entstehung der U-förmigen Struktur erklärt. Abbildung 3.13 zeigt die Neutralgasdichte zu einem fortgeschrittenen Zeitpunkt, zu dem die HVC bereits deutlich U-förmige Flügel ausgebildet hat. Ohne magnetische Barriere würde der Prozeß des langsamen „Abschleifens“ der HVC fort dauern, solange sich Plasma und Neutralgas mit einer endlichen Geschwindigkeit relativ zueinander bewegen. Die Bildung einer magnetischen Barriere reduziert den Abrieb an Neutralgas jedoch ganz erheblich und stoppt diesen schließlich vollständig (vgl. Unterkapitel 3.3). Dies wird deutlich, wenn man die Entwicklung der maximalen Dichte der Neutralgaswolke gegen die Zeit t aufträgt, wie in Abbildung 3.14(a) gezeigt. Während der ersten 25 Alfvénzeiten, während derer noch keine magnetische Barriere vorhanden ist, sinkt die maximale Neutralgasdichte durch Aufheizung, Ausdehnung und Abrieb der Wolke in der heißen Plasmaströmung rasch auf die Hälfte ihres ursprünglichen Wertes ab. Sobald

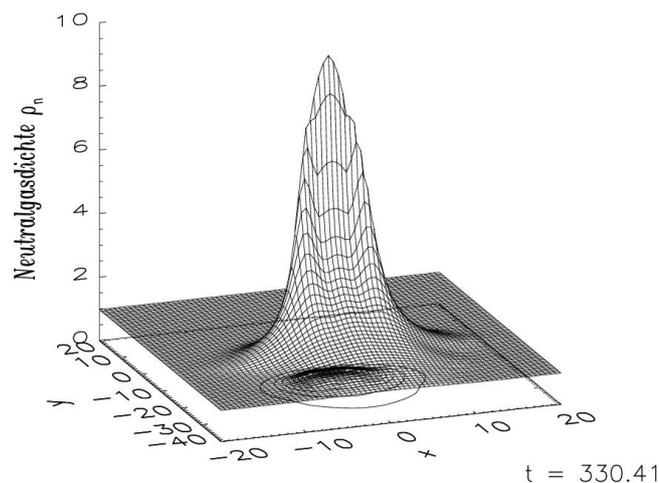
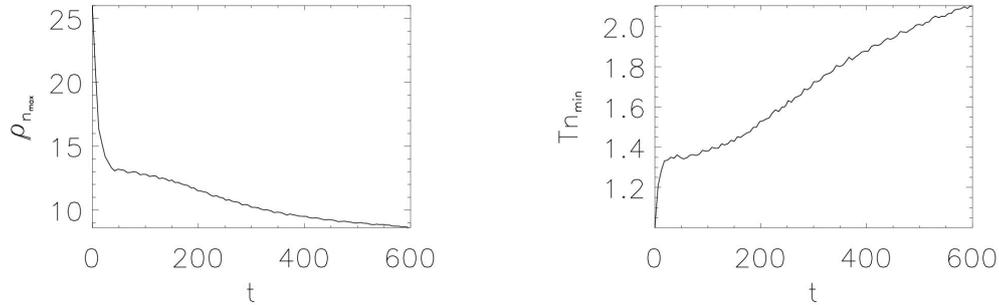


Abb. 3.13: Die Neutralgasdichte ρ_n zum Zeitpunkt $t \approx 330\tau_A$



(a) Entwicklung der maximalen Neutralgasdichte $\rho_{n_{\max}}$

(b) Minimale Temperatur $T_{n_{\min}}$ gegen die Zeit t

Abb. 3.14: Die dynamische Entwicklung der HVC mit der Zeit t

sich jedoch die magnetische Barriere auch an den Seiten der HVC gebildet hat, verlangsamt sich der Abrieb fast sprunghaft und die maximale Neutralgasdichte sinkt nur noch sehr langsam während der gesamten Restlaufzeit der Simulation. Das U-förmige Profil der Wolke (Abb. 3.13) bleibt dabei erhalten, lediglich der Maximalwert der Dichte geht langsam zurück. Insbesondere bleibt die Ausdehnung der Neutralgaswolke konstant. Sie wird somit durch die magnetische Barriere in ihrer kompakten ursprünglichen Form gehalten.

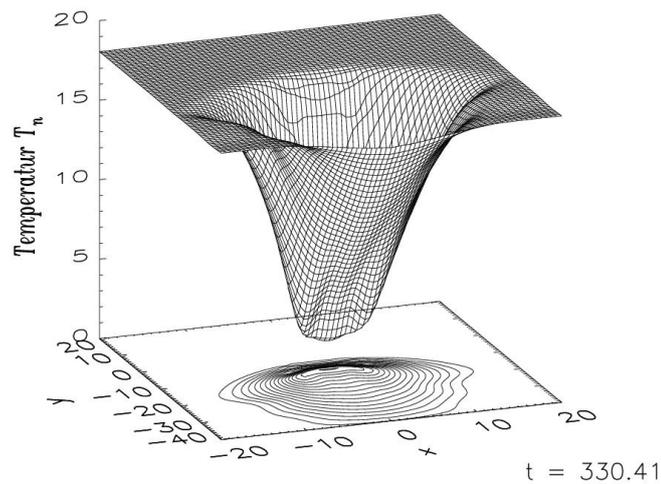


Abb. 3.15: Die Neutralgastemperatur T_n zum Zeitpunkt $t \approx 330\tau_A$

Die dynamische Stabilität der Neutralgaswolke ist eine direkte Folge ihres magnetischen Einschlusses durch die magnetische Barriere (vgl. dazu Abschnitt 3.2.2). Das um einen Faktor 10 verstärkte Magnetfeld in der magnetischen Barriere verhindert nicht nur, daß anströmendes, heißes Plasma in die Neutralgaswolke eindringt und dort durch elastische Stöße Impuls und Energie auf die Neutralgasteilchen überträgt, es kompensiert auch durch den erhöhten magnetischen Druck $B^2/8\pi$ den Staudruck des Plasmas. Dadurch werden ein Auseinanderbrechen der Wolke, ihr vollständiger Abrieb durch Impulsübertrag und der Temperatúrausgleich zwischen Plasma und Neutralgas langfristig verhindert. So bleibt die HVC über den gesamten Verlauf der Simulation, der einem Zeitraum von etwa 300 Millionen Jahren entspricht, stabil. Durch das erhöhte Magnetfeld in der magnetischen Barriere wird zudem die, in dieser Simulation nicht berücksichtigte, Wärmeleitung deutlich reduziert. Da das Plasma nicht quer zum Magnetfeld strömen kann, ist der Temperaturangleich zwischen heißem Haloplasma und der HVC selbst sehr langsam. Das Temperaturprofil, wie es in Abbildung 3.15 dargestellt ist, bleibt nach dem Einschwingvorgang über den gesamten Verlauf der Simulation unverändert. Lediglich die Ausdehnung des Schweifes mit den mittleren Neutralgastemperaturen nimmt langsam zu. Abbildung 3.14(b) zeigt die Entwicklung der minimalen Temperatur im Zentrum der HVC über die gesamte Simulationszeit. Von ihrem Anfangswert von $T_{n_0} = 1$ nimmt die Temperatur in der Neutralgaswolke zunächst rasch während des anfänglichen Kollapses des Plasmas zu und wächst dann ab etwa $t = 25\tau_A$ nur noch sehr langsam. Selbst nach 600 Alfvénzeiten liegt das Verhältnis von Außen- zu Innentemperatur der Neutralgaswolke immer noch bei ca. 9 (Abb. 3.15). Die magnetische Barriere stabilisiert die HVC damit nicht nur in dynamischer, sondern auch in thermischer Hinsicht.

Der erwähnte anfängliche Kollaps des Plasmas in der HVC stellt eine Art Einschwingvorgang dar, der davon herrührt, daß die Anfangskonfiguration der oben beschriebenen Simulation keinen Gleichgewichtszustand darstellt. Im Plasma liegt ein starker Druckgradient zum Zentrum der Neutralgaswolke hin vor, da seine Temperatur dort um ein

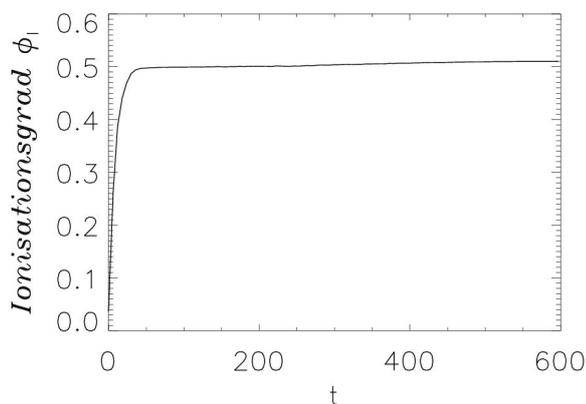


Abb. 3.16: Die zeitliche Entwicklung des Ionisationsgrades ϕ_I des Kerns der HVC

Vielfaches geringer als außerhalb der Wolke ist. Dies führt zu einem Kollaps des Plasmas in der Umgebung der Wolke zu deren Zentrum hin und damit zu einem Anstieg der Plasmadichte im Zentrum der HVC. Am deutlichsten zeigt sich dies in der zeitlichen Entwicklung des Ionisationsgrades $\phi_I = n_i/(n_i + n_n)$, der in Abbildung 3.16 dargestellt ist. Er wächst innerhalb weniger Alfvénzeiten von nur wenigen Prozent auf fast 50% an. Sobald sich die magnetische Barriere ausgebildet hat, bleibt der Ionisationsgrad jedoch konstant. Dieser anfängliche Prozeß ist eine Folge der notwendig nicht im Gleichgewicht befindlichen Anfangssituation. In Realität führen die endliche Temperatur des Neutralgases und Ionisationsprozesse durch Stöße, UV-Photonen und den weichen Röntgenhintergrund ebenfalls zu einem kleinen, aber endlichen Ionisationsgrad der HVCs. Dieser liegt bei den kühlen Kernen der HVCs aber im Regelfall im Bereich weniger Prozent (vgl. Abschnitt 2.1). In den Simulationen kühlt das Plasma innerhalb der Wolke durch Energieaustausch mit dem Neutralgas schnell auf die Neutralgastemperatur ab und trägt ab diesem Zeitpunkt zur Dynamik der HVC nur über seine Masse bei. Bei Berücksichtigung von Rekombinations- und Ionisationsprozessen würde das kalte Plasma innerhalb der HVC weitgehend rekombinieren, der Druckgradient im Plasma würde weitgehend erhalten bleiben und weiteres Plasma würde kollabieren, bis der mitgeführte magnetische Fluß einen weiteren Kollaps des Plasmas verhindert, so wie das nach Ausbildung der magnetischen Barriere geschieht. Bei Berücksichtigung von Rekombinationsprozessen ist somit lediglich eine weitere Verstärkung des Magnetfeldes in der magnetischen Barriere zu erwarten, jedoch keine wesentliche Veränderung der Dynamik. Das kalte Plasma innerhalb der HVC übernimmt dynamisch die Aufgabe der ionisierten Randschicht, die sich bei exakter Berücksichtigung mikroskopischer Prozesse

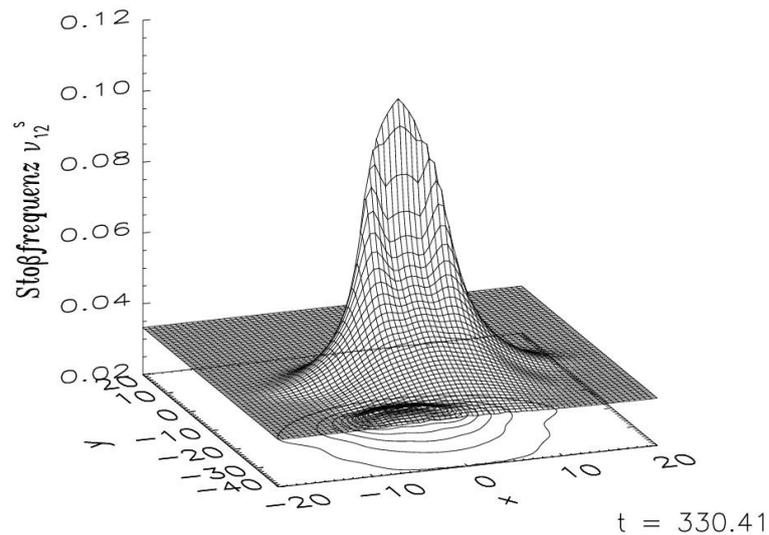


Abb. 3.17: Die symmetrische Stoßfrequenz ν_{12}^S zum Zeitpunkt $t \approx 330\tau_A$

wie dem kritischen Geschwindigkeitseffekt an der Front der HVC ausgebildet. Das Resultat für die Dynamik der HVC, nämlich die Ausbildung einer magnetischen Barriere und die dadurch bedingte effektive Stabilisierung der HVC bleibt davon unbeeindruckt. Es bleibt anzumerken, daß der Ionisationsgrad von etwa 50% nur aufgrund der kleinen Dichtegradienten im Neutralgas erreicht wird. Solch hohe Ionisationsgrade sind charakteristisch für HVCs, bei denen die Dichte zu niedrig ist, um eine Zwei-Komponenten-Struktur auszubilden [Ferrara und Field, 1994]. Bei höheren Dichtegradienten werden selbst ohne Rekombination nur wenige Prozent erreicht (vgl. Abschnitt 3.2.5), was den Ionisationsgraden der kühlen Komponente in Zwei-Komponenten-Strukturen entspricht (vgl. Kapitel 2.2).

Alles in allem haben wir es bei einer dynamisch und thermisch stabilen Hochgeschwindigkeitswolke mit einem System aus drei verschiedenen Regionen zu tun: einer *äußeren Region aus heißem Plasma*, die durch ihre Relativgeschwindigkeit zur HVC einen Staudruck auf die *Region der magnetischen Barriere* ausübt, und die *Region des kalten Neutralgases* und Plasmas, die den magnetischen Druck von innen kompensieren. Innerhalb der Neutralgaswolke sind die elastischen Stöße zwischen Plasma und Neutralgasteilchen viel häufiger als außerhalb, da die geringere Plasmatemperatur in der Berechnung der Stoßfrequenz ν_{12}^S nach Gleichung (3.96) durch die höhere Neutralgasdichte überkompensiert wird (Abb. 3.17). Daher kann sich der Plasmakern im Inneren der Neutralgaswolke nicht unabhängig vom Neutralgas bewegen. Beide bewegen sich mit derselben Geschwindigkeit und werden gleichzeitig vom heranströmenden Plasma beschleunigt bzw. im Haloreferenzsystem abgebremst. Das Plasma innerhalb der HVC fungiert somit als Vermittler zwischen dem heranströmenden Plasma und der Neutralgaswolke und ersetzt damit die ionisierte Randschicht einer kinetisch exakten Rechnung.

Morphologie und Vergleich mit Beobachtungen

In diesem Abschnitt sollen die Ergebnisse der oben beschriebenen numerischen Simulationen anhand der kompakten Hochgeschwindigkeitswolke HVC125+41-207 exemplarisch mit Beobachtungen von HVCs verglichen werden. Viele Hochgeschwindigkeitswolken, insbesondere im Magellanschen Strom und seinem Leading Arm, zeigen in HI-Beobachtungen eine ausgeprägte Schweifstruktur (engl. *head-tail-structure*), die sich in einer Asymmetrie der Säulendichteverteilung in schweifartiger Form, verbunden mit entsprechenden Geschwindigkeitsgradienten äußert [Brüns et al., 2000a]. Da diese HVCs durch Superposition mehrerer Einzelwolken entlang der Sichtlinie im Magellanschen Strom und seinem Leading Arm nur sehr schwer zu analysieren sind, wurde hier exemplarisch die kompakte und isolierte HVC125+41-207, die eine sehr ausgeprägte Schweifstruktur besitzt, zum Vergleich mit den Simulationen ausgewählt. Es sei jedoch nochmals betont, daß die dargestellte Schweifstruktur der HVC durchaus ein Charakteristikum vieler, wenn nicht der Mehrheit der HVCs ist [Brüns et al., 2000a]. Die Entfernung der HVC125+41-207 wird größenordnungsmäßig mit 130 kpc angegeben. Die Wolke liegt damit im äußersten Halo der Milchstraße bzw. im nahen intergalaktischen Raum.

Abbildung 3.18 zeigt die HI-Säulendichteverteilung der HVC125+41-207, wobei die

Höhenlinien die Dichten 1, 2, 4, 10, 20, 40 und $100 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ darstellen. Die Säulendichte zeigt eine deutliche Schweifstruktur mit einem leichten Doppelmaximum der Dichte am Kopf der Wolke, dem Wolkenkern, und einem ausgedehnten, z.T. zerrissenen Schweif. Sehr schön ist auch der starke Dichtegradient an der Frontseite der HVC anhand der eng beieinanderliegenden Höhenlinien zu erkennen. Die Abbildung 3.19 zeigt das Ergebnis einer Gauß'schen Zerlegung der HI-Daten dieser Wolke in eine kalte Gasphase, dargestellt durch gefüllte Kreise, und eine warme, dargestellt durch offene Kreise. Die linke Spalte (Graphen a),c) und e)) zeigt dabei die Säulendichte, die Halbwertsbreite der Geschwindigkeit ($FWHM = \text{Full Width Half Maximum}$) und die mittlere Geschwindigkeit ($\langle v_{\text{GSR}} \rangle$) im galaktischen Ruhesystem ($GSR = \text{Galactic Standard of Rest frame}$) entlang eines Schnittes entlang der Schweifachse (etwa entlang der Deklinationslinie $75^\circ 45'$), während die rechte Spalte (Graphen b),d) und f)) die entsprechenden Größen entlang eines Schnittes quer zur Schweifachse durch das rechte Dichtemaximum der Wolke zeigt. Die Kreuze geben die Daten dort wieder, wo eine Gaußzerlegung aufgrund der geringen Säulendichte nicht mehr durchführbar ist. Die Gerade in der halblogarithmischen Darstellung a) der Säulendichte zeigt einen exponentiellen Fit an die Daten für den Schweif. Danach nimmt die Säulendichte des Neutralgases exponentiell entlang des Schweifes ab, bis sie vom Hintergrund kaum zu unterscheiden ist.

Mehrere physikalische Zusammenhänge sind aus Abbildung 3.19 ablesbar. Die Gauß'sche Zerlegung in eine kalte Neutralgaskomponente mit einem $FWHM$ von $\approx 10 \text{ km s}^{-1}$ bzw. einer Dopplertemperatur von $T_D \approx 2000 \text{ K}$ und eine warme Komponente mit $FWHM \approx 20 \text{ km s}^{-1}$ oder $T_D \approx 10000 \text{ K}$ ermöglicht es, zwischen der kalten Kernregion der HVC und dem wärmeren Schweif und Rand zu unterscheiden. Wie aus den Abbildungen 3.19(a+b) ersichtlich, ist der kalte Kern des Neutralgases, abgesehen von einer leichten Doppelmaximumstruktur, auf ein kleines Gebiet sowohl in Längs- als auch in Querrichtung beschränkt. Die kalte Komponente zeigt dabei keine Variationen in der Temperatur (Abb. 3.19(c+d)) und nur eine unwesentliche Variation in der Geschwindigkeit entlang des Schweifes, die darauf hindeutet, daß sich die beiden Untermaxima der Säulendichte leicht gegeneinander bewegen (Abb. 3.19(e+f)). Die warme Kompo-

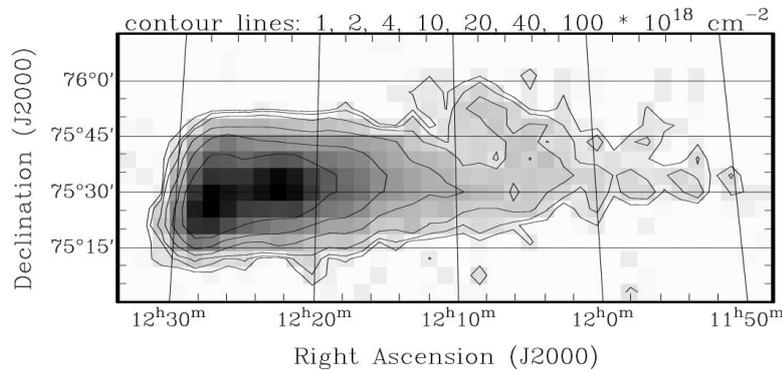


Abb. 3.18: H_I -Säulendichteverteilung der kompakten Hochgeschwindigkeitswolke HVC125+41-207 [Brüns et al., 2001]

nente des Neutralgases hingegen zeigt einen weit ausgedehnten, in der Säulendichte exponentiell abklingenden Schweif, der sich in der Gesamtdichte (single Gaussian) fortsetzt. Insgesamt weist sie dabei eine geringere Säulendichte auf als der kalte Kern, was darauf hindeutet, daß es sich hier um neutrales Material handelt, das durch Plasma-Neutralgaswechselwirkung vom Kern der HVC abgelöst und in den Schweif transportiert wurde, bzw. den Kern in einer warmen Randschicht umgibt. Letzteres wird durch die Tatsache gestützt, daß die laterale Ausdehnung der warmen Neutralgaskomponente etwas größer als die der kalten ist (Abb. 3.19(b)). Die Temperaturkurve der warmen Komponente ist in den Abbildungen 3.19(c+d) dargestellt. Im Gegensatz zur kalten Komponente zeigt der warme Neutralgasanteil eine deutliche Variation der Temperatur entlang des Schweifes und quer zu diesem. In beiden Fällen steigt die Temperatur, wenn man sich vom Zentrum der Wolke entfernt. In lateraler Richtung heißt dies nichts weiter, als daß die Kontaktschicht zwischen Plasma und Neutralgas, die im übrigen mit der

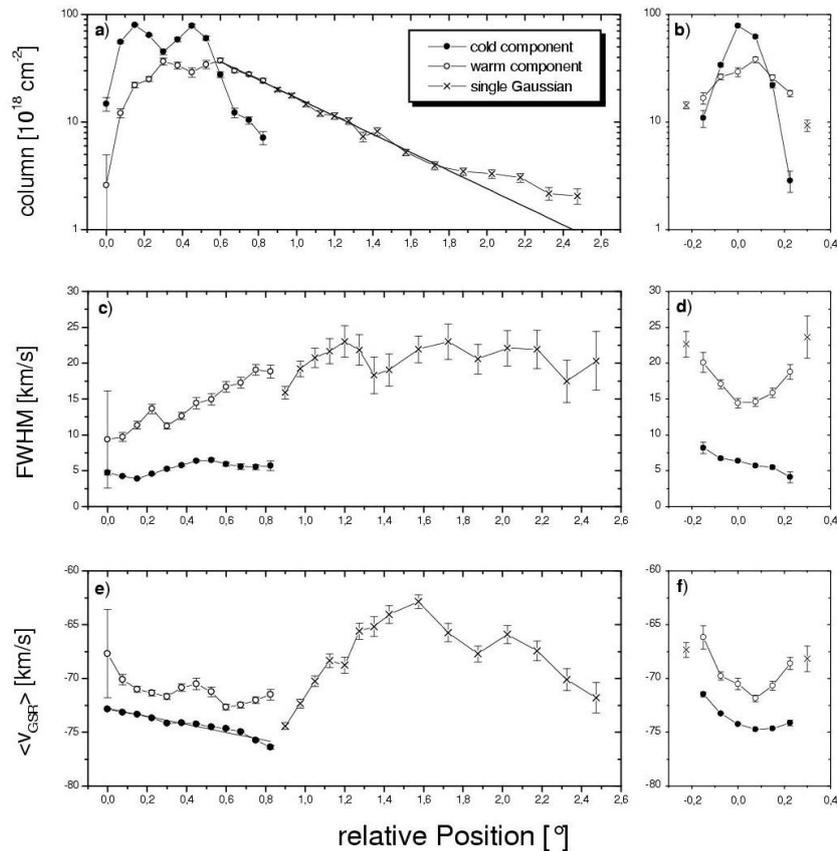


Abb. 3.19: Gauß'sche Zerlegung der H_I -Daten von HVC125+41-207; Schnitte entlang und quer zur Schweifachse [Brüins et al., 2001]

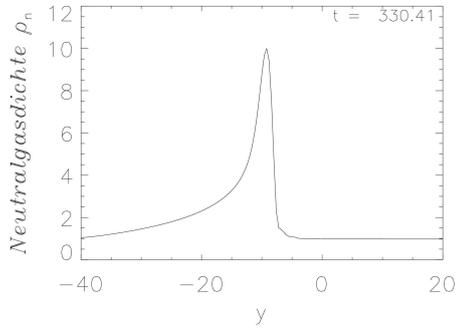
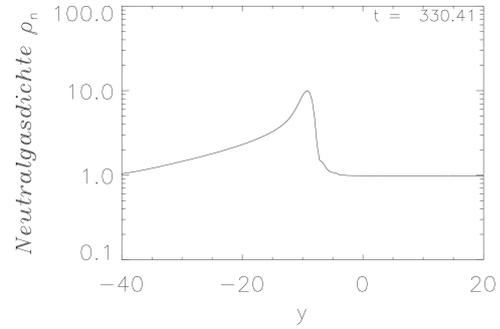
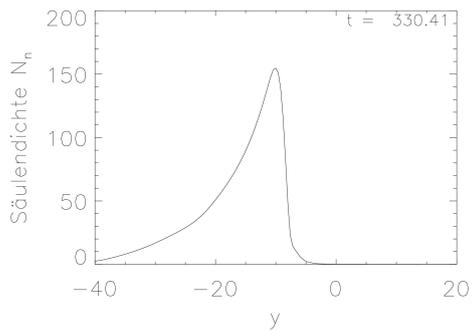
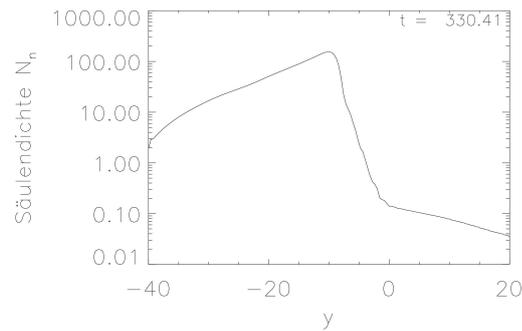
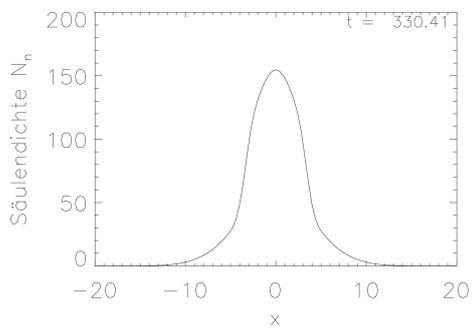
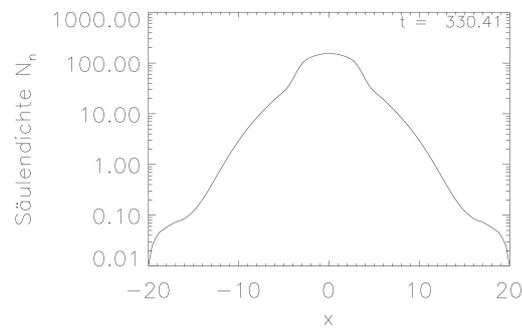
(a) linearer ρ_n -Schnitt entlang der Schweifachse(b) halblogarithmischer ρ_n -Schnitt entlang der Schweifachse(c) linearer N_n -Schnitt entlang der Schweifachse(d) halblogarithmischer N_n -Schnitt entlang der Schweifachse(e) linearer N_n -Schnitt quer zur Schweifachse(f) halblogarithmischer N_n -Schnitt quer zur Schweifachse

Abb. 3.20: Dichte-Schnitte entlang und senkrecht zur Schweifachse zum Zeitpunkt $t \approx 330\tau_A$

magnetischen Barriere zusammenfällt, den Temperaturunterschied zwischen dem kalten Neutralgaskern und dem heißen äußeren Plasma kontinuierlich überbrückt, da sie von außen durch das Plasma aufgeheizt wird. Jedoch kann es aufgrund der magnetischen Barriere und der durch sie reduzierten Wärmeleitung nicht zu einem raschen Temperatureausgleich zwischen Plasma und Neutralgas kommen, so daß dieser Gradient über einen langen Zeitraum (verglichen mit dem Alter der HVC) erhalten bleibt. Auch entlang des Schweifes nimmt die Temperatur kontinuierlich zu, je weiter man sich vom Kern der HVC entfernt. Hier sammelt sich das von den Wolkenrändern durch Plasmastöße abgestreifte Neutralgas, das durch eben jene Stöße erhitzt wurde. Je weiter sie vom Kern entfernt ist, desto länger stand diese Neutralgaskomponente im Kontakt mit dem heißen Umgebungsplasma. So erklärt sich, daß deren Temperatur zum Schweifende hin ansteigt. Aufschlußreich ist auch die Variation der Geschwindigkeit $\langle v_{\text{GSR}} \rangle$ entlang und quer zur Wolke. Durch Impulsübertrag beim elastischen Stoß mit dem Umgebungsplasma wird das abgestreifte Neutralgas abgebremst. Es bleibt hinter dem Kern der Wolke zurück und bildet so den Schweif. Daher nimmt die Neutralgasgeschwindigkeit in lateraler Richtung vom Zentrum der HVC her ab (*Abb. 3.19(f)*). Auch entlang des Schweifes ist eine leichte Abnahme der Geschwindigkeit zu erkennen. Allerdings ist diese Entwicklung nicht durchgängig, was mit den Unterstrukturen im Schweif zusammenhängen könnte. Der Erwartung nach sollten die am weitesten vom Kern entfernten Regionen des Schweifes die geringste Geschwindigkeit aufweisen. In diesem Bereich nimmt in *Abbildung 3.19(e)* die Geschwindigkeit jedoch wieder zu. Der Schweif einer HVC stellt jedoch nur in den seltensten Fällen eine stabile Struktur dar. Er unterliegt häufig Instabilitäten wie der Kelvin-Helmholtz-Instabilität (siehe Kapitel 3.4) oder bei lokaler, endlicher Resistivität einer Tearing-ähnlichen Instabilität (siehe Kapitel 3.5), die dazu führen, daß der Schweif in einzelne Wirbelzellen oder magnetische Inseln zerfällt. Die Neutralgasgeschwindigkeiten in diesen Substrukturen können dabei deutlich von dem glatten Geschwindigkeitsprofil eines stabilen Schweifes abweichen. Insgesamt zeigen die *Abbildungen 3.18* und *3.19* sehr deutlich, wie das kalte Neutralgas einer HVC mit dem heißen Umgebungsplasma wechselwirkt. Sie zeigen aber auch, daß die HVC trotz der großen Temperaturgradienten und des Impulsübertrages von Plasma auf Neutralgas über einen langen Zeitraum stabil ist und nicht vollständig evaporiert oder in Einzelstücke zerbricht. Der Protagonist dieser Stabilität ist in den gezeigten Beobachtungen nicht erkennbar: das Magnetfeld. Magnetfeldmessungen in HVCs sind schwierig oder nicht auflösbar, da Sternemissionen innerhalb der HVCs fehlen und die Emissivität in HI nicht ausreicht, um so feine Strukturen wie die der magnetischen Barriere aufzulösen (vgl. Abschnitt 2.2). Direkte oder indirekte, hochauflösende Messungen der Magnetfeldstruktur innerhalb und um HVCs bleiben eine spannende Aufgabe der Astronomie.

Um nun die Daten für die HVC125+41-207 mit den Simulationsergebnissen vergleichen zu können, ist es nötig, die zweidimensionale Neutralgasdichte ρ_n in eine zweidimensionale Säulendichte N_n umzurechnen. Obwohl die Simulationen eine Invarianz in z -Richtung ansetzen, nehmen wir an, daß sich die voll dreidimensionale Struktur einer HVC im Plasmastrom durch eine Rotation der zweidimensionalen Ergebnisse der obigen Simulation um die y -Achse approximieren läßt. Es versteht sich von selbst, daß eine HVC nicht unendlich weit in z -Richtung ausgedehnt sein kann, sondern stattdessen im Querschnitt

anfänglich eher einer Kugel gleicht. In Kapitel 3.6 werden die zu erwartenden Unterschiede zwischen dreidimensionalen und zweidimensionalen Simulationen von HVCs in Plasmaströmung ausführlich diskutiert. Man stellt fest, daß für HVCs typischer Größe eine rotationssymmetrische Approximation für die Neutralgasdichte akzeptabel ist. Wir rotieren daher die Neutralgasdichte ρ_n um die y -Achse, ziehen anschließend die Hintergrunddichte ρ_{\min} ab und integrieren schließlich entlang der z -Richtung, die hier die Richtung der Sichtlinie darstellt, durch Aufsummieren der Gitterwerte in z -Richtung. Das Ergebnis ist in den Abbildungen 3.20(c–f) dargestellt, jeweils in linearer und halb-logarithmischer Darstellung, einmal für einen Schnitt entlang der Schweifachse und einmal für einen Schnitt senkrecht zu dieser durch den Kern der HVC. Zur Ergänzung ist in den Abbildungen 3.20(a+b) ein Schnitt der Neutralgasdichte ρ_n entlang der Schweifachse dargestellt, der einer Sichtlinienintegration mit Invarianz in z -Richtung entspräche. Wesentliche Unterschiede zum rotationssymmetrischen Modell ergeben sich dabei vor allem im Kernbereich der HVC.

Anders als in Abbildung 3.19 strömt in den Simulationen das Plasma aus der positiven y -Richtung, also von rechts, an. Die korrespondierenden Graphen sind also spiegelverkehrt zu vergleichen. Es ergibt sich eine beeindruckende Ähnlichkeit von Simulation und Beobachtung. Wie in den Beobachtungen weist die Säulendichte an der Front der HVC einen scharfen Gradienten auf und fällt dann im Schweif exponentiell ab (Abb. 3.20(d)). Der laterale Schnitt (Abb. 3.20(f)) zeigt ebenfalls eine deutliche Verwandtschaft mit der Beobachtung (Abb. 3.19(b)). Noch deutlicher werden die Parallelen, zieht man zum Vergleich die bereits diskutierte Temperaturverteilung (Abb. 3.15) und das Neutralgasgeschwindigkeitsprofil (Abb. 3.6(b)) heran. Dann erkennt man, wie die Neutralgastemperatur entlang des Schweifes langsam ansteigt, während gleichzeitig die Relativgeschwindigkeit zwischen Neutralgas und Plasma abnimmt. Auch in den Simulationen überträgt das anströmende Plasma in einer warmen Randschicht an den Seiten der HVC Impuls und Energie durch elastische Stöße auf das kühlere Neutralgas, streift es dadurch von den Flügeln der Wolke ab und transportiert es in den sich ausbildenden Schweif. Dort wird es weiter beschleunigt und erhitzt, bis es die Geschwindigkeit und Temperatur des Umgebungsplasmas erreicht hat. Im Referenzsystem der Galaxie entspricht dies einer langsamen Abbremsung und damit einer Abnahme der Neutralgasgeschwindigkeit zum Ende des Schweifes hin. Der Prozeß der Schweifbildung ist damit zunächst ein hydrodynamischer Effekt (vgl. Abschnitt 3.2.2). Die langfristige Wahrung des Temperaturprofils und der Einschluß des Neutralgases und seine Stabilität hingegen sind einzig und allein auf die Ausbildung der magnetischen Barriere zurückzuführen. Sie bestimmt auch die Form und Stabilität des Schweifes, der ohne Magnetfeld instabil gegen die Rayleigh-Taylor- und Kelvin-Helmholtz-Instabilität ist. Die Parallelen zwischen Simulation und Beobachtung legen die Vermutung nahe, daß die Bildung einer magnetischen Barriere und die damit verbundene Stabilisierung der HVC reale und relevante Prozesse für die Dynamik von HVCs in magnetisierten Plasmen darstellen. Einen endgültigen Beweis jedoch kann nur die direkte Messung der Magnetfeldstärke in der Barriere mit Hilfe der Radioastronomie bringen.

3.2.2 Hydrodynamischer Fall

Um zu untermauern, daß die dynamische und thermische Stabilisierung der HVC durch den Einfluß des Magnetfeldes bedingt wird, wurde eine zur oben beschriebenen Simulation identische Simulation, jedoch ohne Magnetfeld, durchgeführt. Das Ergebnis dieser Si-

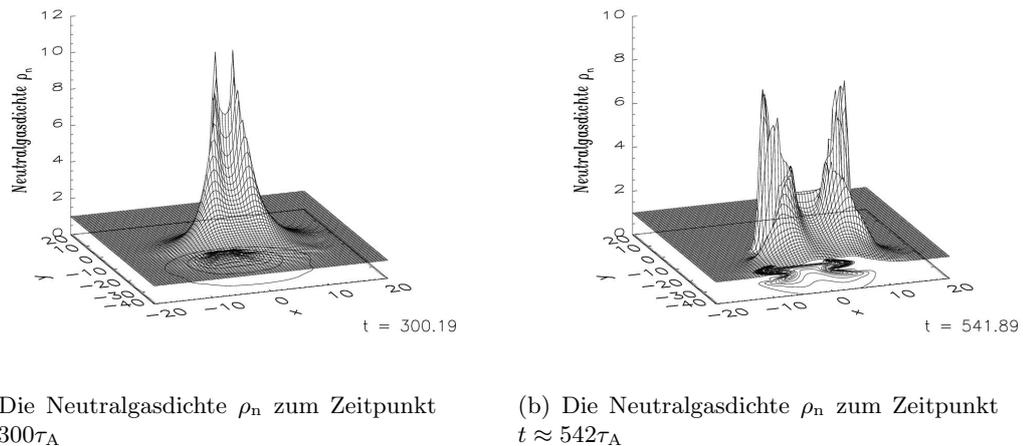


Abb. 3.21: Die Entwicklung einer HVC ohne Magnetfeld

mulation für die Neutralgasdichte ρ_n ist in Abbildung 3.21 zu den Zeitpunkten $t \approx 300\tau_A$ und $t \approx 542\tau_A$ dargestellt. Im Gegensatz zum Fall mit Magnetfeld (Abb. 3.13) zerbricht die anfangs kompakte Neutralgaswolke zunächst in zwei Einzelteile (Abb. 3.21(a)) und im Verlauf der Simulation schließlich vollständig (Abb. 3.21(b)). Im rein hydrodynamischen Fall ist die kalte Neutralgaswolke somit instabil gegen den Aufprall von heißem Plasma. Dieses überträgt durch elastische Stöße Energie und Impuls auf die Front der Neutralgaswolke, was zum Zerbrechen der Wolke in mehrere Teile führt.

Das Zerbrechen der Neutralgaswolke im hydrodynamischen Fall belegt, daß die Stabilität von HVCs in einer heißen Plasmaströmung ganz wesentlich durch die Bildung einer magnetischen Barriere und daher durch das Vorhandensein eines Magnetfeldes bestimmt ist. Ein Schweif bildet sich jedoch auch im rein hydrodynamischen Fall durch die Wechselwirkung von Plasma und Neutralgas aus (Abb. 3.21).

3.2.3 Schräger Einfall

In den meisten Fällen ist die Bewegung einer Hochgeschwindigkeitswolke im galaktischen Halo oder im intergalaktischen Medium nicht exakt senkrecht zu dem vorhandenen Magnetfeld, sondern schließt üblicherweise einen gewissen Winkel mit diesem ein. Um auch

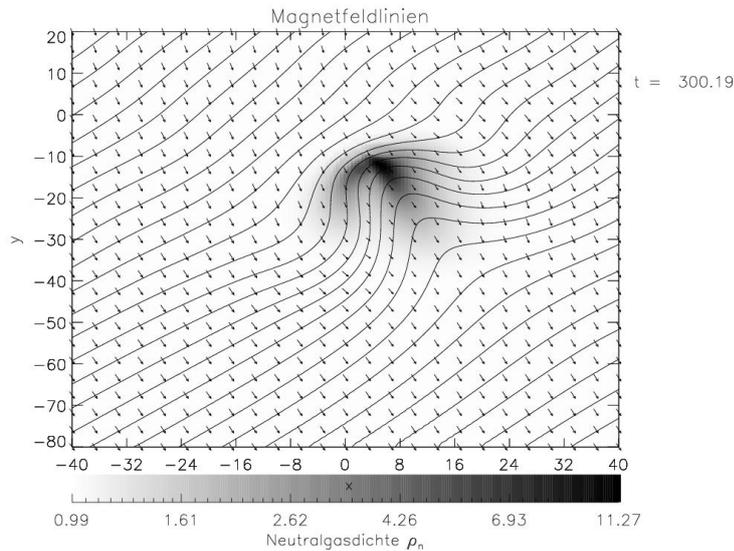


Abb. 3.22: Neutralgasdichte, Plasmaströmung und Magnetfeld zum Zeitpunkt $t \approx 300\tau_A$ für einen Einfall der HVC schräg zum Magnetfeld

diesen allgemeineren Fall zu erfassen, wurde eine Simulation mit den Parametern der Simulation aus Abschnitt 3.2.1 jedoch mit einem 45° -Winkel zwischen Plasmaströmung und Magnetfeldrichtung durchgeführt. Das anfänglich homogene Magnetfeld ist durch $B_{x_0} = B_{y_0} = 0.03$; $B_{z_0} = 0$ gegeben. Wie in den bisherigen Simulationen strömt das Plasma anfänglich in die negative y -Richtung. Während der Simulation strömt kontinuierlich Plasma mit den vorgegebenen Anfangswerten des Magnetfeldes vom oberen y -Rand her ein. Dadurch wird sichergestellt, daß die Simulation im Halosystem tatsächlich einer schrägen Bewegung der HVC entspricht. Alle übrigen Randwerte sind wie in der ersten Simulation gewählt.

In Abbildung 3.22 sind die Neutralgasdichte in logarithmischer Darstellung, die Magnetfeldlinien und die Plasmaströmung zum Zeitpunkt $t \approx 300\tau_A$, also zu einer mit Abbildung 3.8 vergleichbaren Zeit dargestellt. Man erkennt deutlich, wie die im anströmenden Plasma eingefrorenen magnetischen Feldlinien beim Auftreffen auf die Neutralgaswolke verformt werden, eine magnetische Barriere bilden und dadurch den Plasmastrom um die Wolke herumlenken. Allerdings ist hier die magnetische Barriere nicht so stark ausgeprägt wie im Falle des senkrechten Einfalls. Die logarithmisch dargestellte Neutralgasdichte zeigt wiederum eine U-förmige Struktur, die durch Abstreifen des Neutralgases von den Wolkenrändern in Form eines Schweifes entsteht. Jedoch ist der Neutralgasschweif hier aufgrund des schrägen Einfalls stark asymmetrisch zu der dem Magnetfeld abgewandten Seite hin (Abb. 3.23), was auf die Wechselwirkung zwischen der magnetischen Barriere und der Plasmaströmung zurückzuführen ist. Der eigentliche Hauptschweif im Neutralgas zeigt senkrecht zum Magnetfeld in einem 45° Winkel zur Bewegungsrichtung der HVC, ähnlich wie der Schweif eines Kometen im Sonnenwind. Es stellt sich heraus, daß nicht wie in der Hydrodynamik die Bewegungsrichtung,

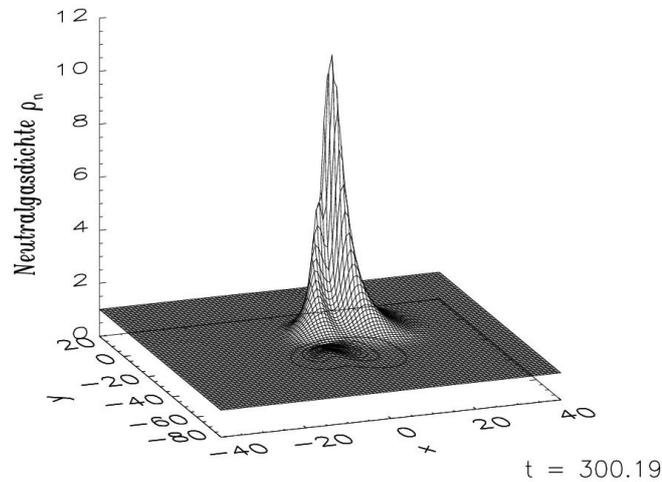


Abb. 3.23: Die Neutralgasdichte ρ_n zum Zeitpunkt $t \approx 300\tau_A$ für einen Einfall der HVC schräg zum Magnetfeld

sondern die Richtung des Magnetfeldes entscheidend für die Orientierung des Schweifes ist, obwohl es sich doch bei diesem um Neutralgas handelt, das nicht direkt mit dem Magnetfeld wechselwirkt. Abgesehen von dem Abrieb entlang der Feldlinien bestimmt somit auch im Falle eines schrägen Magnetfeldes dieses die Morphologie und Stabilität der HVC. Es stellt sich heraus, daß die Neutralgaswolke durch die Bildung einer magnetischen Barriere stabilisiert wird, solange die Komponente des anfänglichen Magnetfeldes senkrecht zur Bewegungsrichtung groß genug ist. Für die in diesem Kapitel beschriebenen HVCs findet man einen unteren Grenzwert von etwa $B_{\perp} = 0.015$ oder in der gewählten Normierung 15 nG, was etwa eine Größenordnung höher als das mittlere intergalaktische Feld [Vallée, 1983] und etwa zwei Größenordnungen kleiner als das typische Halofeld [Beuermann, 1985] ist; daher die Anfangsfeldstärke $B_{x_0} = 0.03$. Die Abbildung 3.23 zeigt, daß diese Feldstärke ausreicht, um die Neutralgaswolke dynamisch und thermisch zu stabilisieren. Es bleibt jedoch anzumerken, daß dieser Prozeß der Stabilisierung durch eine magnetische Barriere weniger effektiv ist als im senkrechten Fall. Mit kleiner werdendem Winkel zwischen Magnetfeld und Plasmaströmung nimmt der untere Grenzwert der Senkrechtkomponente von \mathbf{B} für eine Stabilisierung zu. Im Falle parallelen Einfalls der HVC ist eine Stabilisierung durch eine magnetische Barriere nicht mehr möglich. Allerdings ist dieser Fall pathologisch, da die Magnetfeldrichtung auf dem Weg der HVC durch den Halo variiert und bereits eine phasenweise ausreichend starke Senkrechtkomponente des Magnetfeldes für die Ausbildung einer andauernden magnetischen Barriere ausreicht. Somit ist es durchaus legitim, den Spezialfall senkrechten Einfalls als Musterstudie für die Stabilität von HVCs in galaktischen Halos zu behandeln. Das Ergebnis zeigt auch im 45° -Fall eine langfristige Stabilisierung der HVCs, die deren Existenz auf der dynamischen Zeitskala von etwa 200 Millionen Jahren erklärt.

3.2.4 Paralleler Einfall

Mac Low et al. (1994) haben anhand von numerischen Simulationen mit Schocks gezeigt, daß auch ein Magnetfeld parallel zur Schocknormale insofern eine stabilisierende Wirkung auf die Wolken haben kann, als es das vollständige Zerreißen der (Plasma-)Wolke verhindert. Die Auswirkungen des Magnetfeldes äußern sich dabei besonders darin, daß die Ausbildung von Kelvin-Helmholtz- und Rayleigh-Taylor-Instabilitäten gehemmt, wenn auch nicht vollständig unterbunden wird. Bei subsonischen Geschwindigkeiten ist jedoch weniger das Einsetzen von Scherstrom-Instabilitäten als vielmehr der zentrale Impulsübertrag vom Plasma auf die Wolke und der damit verbundene Staudruck von Bedeutung, wie der hydrodynamische Fall (Abschnitt 3.2.2) zeigt. Daher wird im folgenden eine Simulation vorgestellt, die die dynamische Entwicklung einer Hochgeschwindigkeitswolke bei parallelem Einfall zum Magnetfeld beschreibt.

Die Anfangskonfiguration entspricht der Anfangskonfiguration beim senkrechten Einfall

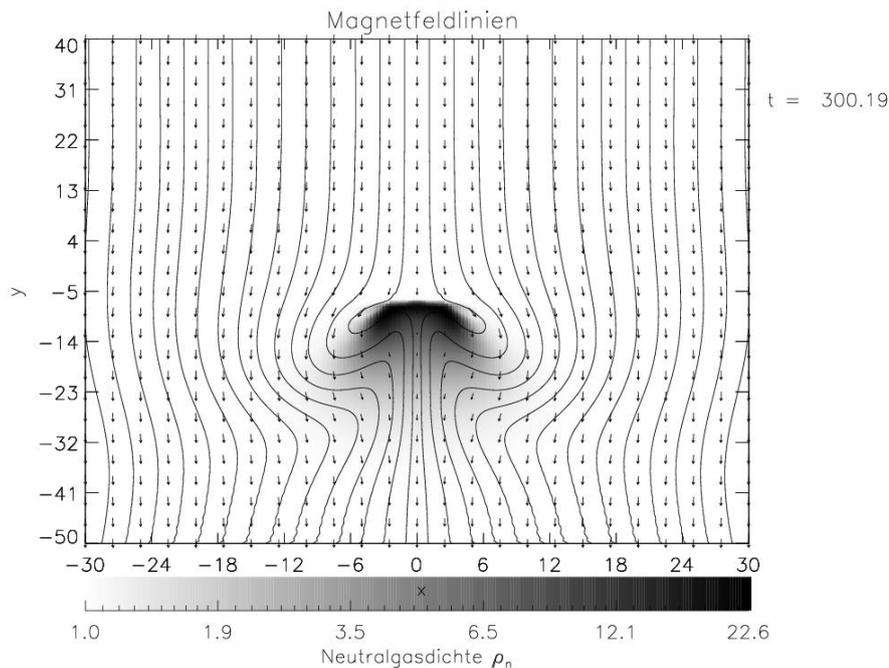


Abb. 3.24: Neutralgasdichte, Plasmaströmung und Magnetfeld zum Zeitpunkt $t \approx 300\tau_A$ für einen Einfall der HVC parallel zum Magnetfeld

(Abschnitt 3.2.1) bis auf zwei Änderungen. Zum einen ist das Magnetfeld nun anfangs homogen in y -Richtung mit $B_y = B_{y0} = 0.01$, $B_x = B_z = 0$. Zum anderen wurde für die anfängliche Plasmadichte dasselbe Profil (3.103) angesetzt wie für die Neutralgasdichte. Dadurch befindet sich nun auch die Plasmakomponente anfänglich im Druckgleichge-

wicht, so daß Effekte auf das Magnetfeld durch anfängliche Druckgradienten unterbunden werden.

In Abbildung 3.24 sind die Neutralgasdichte, die Plasmaströmung und das Magnetfeld für den parallelen Einfall zum Zeitpunkt $t \approx 300\tau_A$ dargestellt. Man erkennt, daß die Neutralgaswolke durch den Aufprall des Plasmas beschleunigt und verschoben wird. Sie wird wie bisher als Hindernis vom Plasma umströmt und verformt. Da das Plasma in dieser Simulation als ideal behandelt wird, sind die Magnetfeldlinien in die Plasmaströmung eingefroren und werden deshalb beim Umströmen der Neutralgaswolke zu beiden Seiten hin bauchartig verformt. Im Falle des parallelen Einfalls bildet sich keinerlei magneti-

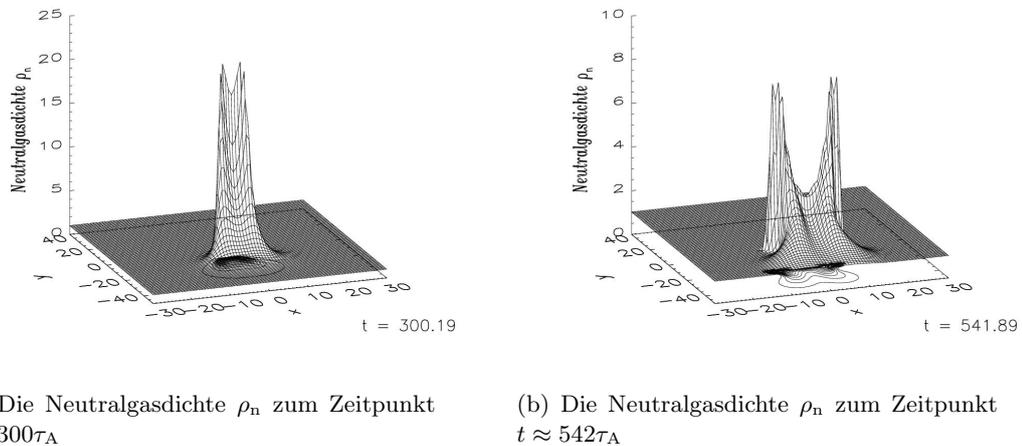


Abb. 3.25: Die Entwicklung einer HVC bei parallelem Einfall

sche Barriere aus. Allerdings ist bei Auftreten einer anomalen Resistivität die Bildung magnetischer Inseln zu beiden Seiten der Symmetrielinie denkbar, was hier jedoch nicht simuliert wurde. Da nunmehr keine magnetische Barriere auftritt, bleibt die Neutralgaswolke über den gesamten Zeitraum dem Staudruck des anströmenden Plasmas ausgesetzt. Das Resultat ist dasselbe wie im hydrodynamischen Fall (Abschnitt 3.2.2). Die Wolke zerreißt von der Frontseite her in zwei Einzelwolken, die dann auseinanderdriften (Abb. 3.25). Im Vergleich zur hydrodynamischen Simulation läuft das Zerreißen jedoch etwas langsamer ab. Insbesondere sind Plasmabewegungen in x -Richtung gehemmt, so daß die anfängliche Aufheizung der Neutralgaswolke und ihr anschließendes Zerfließen aufgrund des Druckgradienten geringer ausfällt als im hydrodynamischen Fall. Aufgrund der Ausbildung einer deutlichen y -Komponente des Magnetfeldes in der Umgebung der beiden Einzelwolken, liegt die Vermutung nahe, daß die beiden Bruchstücke der ursprünglichen HVC nun ihrerseits durch schwächere magnetische Barrieren stabilisiert werden. Diese Vermutung läßt sich mit der vorliegenden Simulation zwar nicht eindeu-

tig verifizieren, jedoch scheinen die beiden Fragmente der HVC nicht weiter zu zerfallen (Abb. 3.25(b)).

Ähnlich wie bei der Schocksimulation von Mac Low et al. (1994) bildet sich hinter der Neutralgaswolke durch das beidseitige Umströmen eine Region komprimierten Magnetfeldes aus, die einem magnetisierten Schweif ähnelt. Anders als in den Simulationen mit senkrechtem und schrägem Magnetfeld liegt in diesem Schweif jedoch keine Stromschicht mit antiparallelem Magnetfeld vor. Daher ist im Falle des parallelen Einfalls auch bei einer endlichen Resistivität keine magnetische Rekonnexion und Heizung im Schweif von HVCs zu erwarten. Insgesamt untermauert die beschriebene Simulation die Bedeutung einer Senkrechtkomponente des Magnetfeldes für die Stabilität von HVCs. Nur bei ausreichend starker Senkrechtkomponente kann ein Zerreißen verhindert werden.

3.2.5 Hoher Dichtegradient

Um zu belegen, daß die qualitativen Ergebnisse der in Abschnitt 3.2.1 beschriebenen Simulation auch für andere Parameterbereiche ihre Gültigkeit behalten, wird im folgenden eine Vergleichssimulation mit deutlich höheren Dichte- und Temperaturunterschieden zwischen Wolke und umgebendem Plasma vorgestellt. Zudem besitzt die Wolke eine höhere anfängliche Relativgeschwindigkeit.

Die im folgenden beschriebene Simulation besitzt im wesentlichen dieselbe Anfangskonfiguration wie die in Abschnitt 3.2.1 beschriebene Simulation. Die Dichten, Temperaturen und Geschwindigkeiten haben dieselben $1/\cosh$ -Profile, lediglich die Amplituden wurden geändert. Als anfangs homogene Plasmadichte wird nun $\rho_0 = 0.1$ gewählt, während die Neutralgasdichte zwischen $\rho_{\min} = 0.1$ im Außenraum und $\rho_{n0} = 10^3$ im Kern der HVC variiert. In physikalischen Einheiten bedeutet dies eine Halodichte von

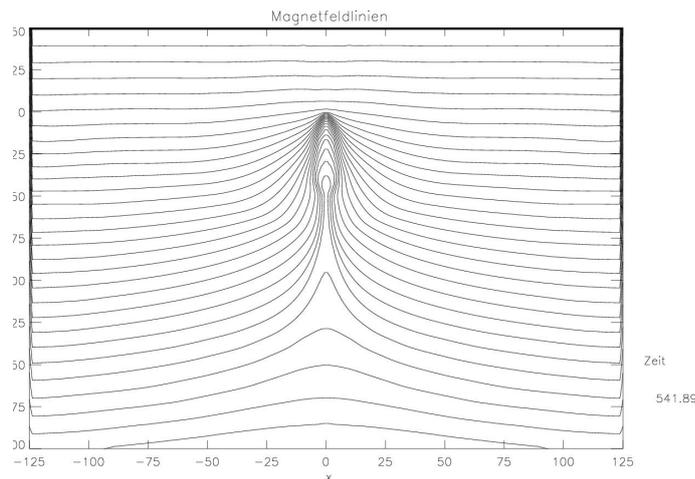


Abb. 3.26: Das magnetische Feld zum Zeitpunkt $t \approx 300\tau_A$

$n = 10^{-4} \text{ cm}^{-3}$ und eine HVC-Dichte von $n_n = 1 \text{ cm}^{-3}$. Die Temperatur des Plasmas variiert gemäß (3.104) zwischen $T_0 = 1$ und $T_{n_0} = 10^{-3}$, allerdings mit einem viermal kleineren Skalierungsparameter $a' = a/4$ als das Profil der Neutralgasdichte. Derselbe Parameter gilt auch für das Geschwindigkeitsprofil der Plasmas (3.105). Im Vergleich zur Simulation von Abschnitt 3.2.1 strömt das Plasma nun aber mit dreifacher Geschwindigkeit $v_{y_0} = -0.3$ vom oberen Rand her ein. Dies entspricht einer physikalischen Geschwindigkeit von etwa $v_{\text{rel}} \approx 60 \text{ km s}^{-1}$. Das Neutralgas befindet sich anfangs wiederum im Druckgleichgewicht, so daß die Neutralgastemperatur zwischen $T_{n_{\text{max}}} = 1$ und $T_{n_{\text{min}}} = 10^{-4}$ variiert. Wir haben es gemäß der gewählten Normierung also mit sehr dichten HVCs mit Temperaturen um 130 K in einem heißen, dünnen Haloplasma mit Temperaturen von $1.3 \cdot 10^6 \text{ K}$ zu tun. Die verwendeten Werten sind damit typische Werte für HVCs im galaktischen Halo (vgl. Kapitel 2.1), wobei die Dichte- und Temperaturgradienten typisch für die in Kapitel 2.2 erwähnten Zwei-Phasen-HVCs sind. Aufgrund

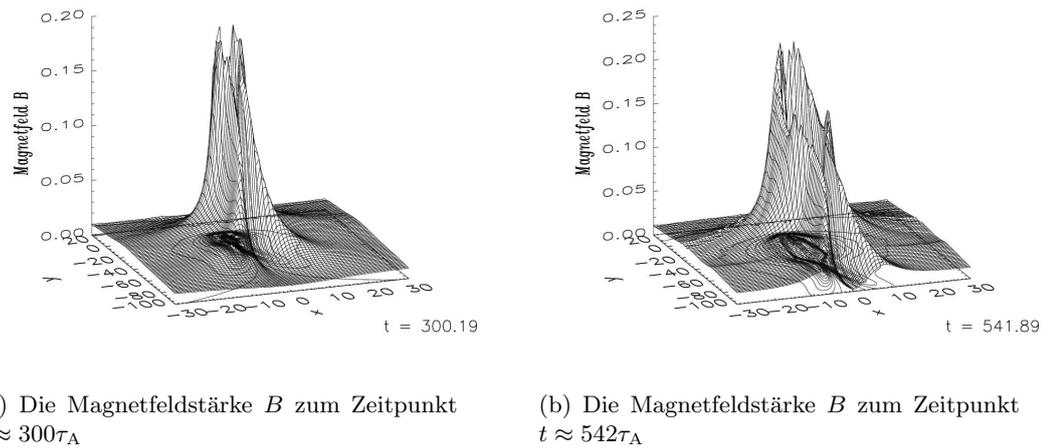
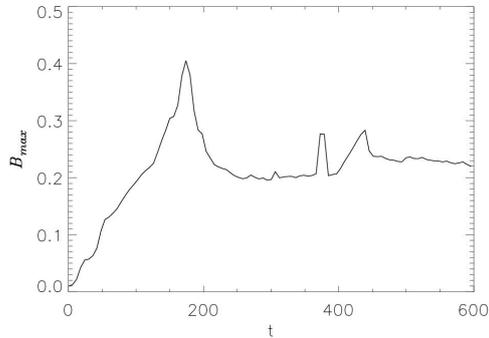


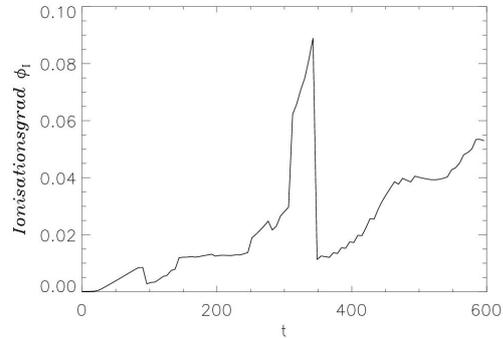
Abb. 3.27: Die Bildung einer magnetischen Barriere

der starken Gradienten in Temperatur und Dichte wurde außerdem der Koeffizient der elastischen Stoßfrequenz leicht auf $\nu_{12_0}^S = 2 \cdot 10^{-3}$ gesenkt, während das Integrationsgebiet auf $[-125, 125] \times [-200, 50]$ erweitert und die Gitterpunktzahl auf 1251×1251 erhöht wurde, um die räumliche Auflösung zu verbessern. Zur Verbesserung der numerischen Stabilität wurde weiterhin das einströmende Magnetfeld am oberen Rand durch $\mathbf{B} = B_{x_0} \hat{x}$ vorgegeben. Die Entwicklung des Systems wurde über denselben Zeitraum simuliert wie im Fall geringerer Dichteunterschiede. Die Ergebnisse stimmen dabei qualitativ weitgehend mit denen aus Abschnitt 3.2.1 überein.

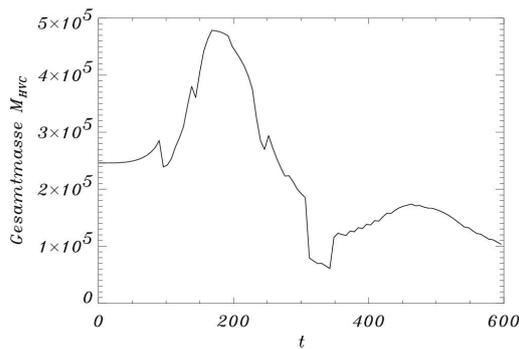
So werden wie bisher die Magnetfeldlinien durch die Plasmaströmung um die Wolke herum drapiert und an deren Frontseite komprimiert, so daß die magnetische Barriere



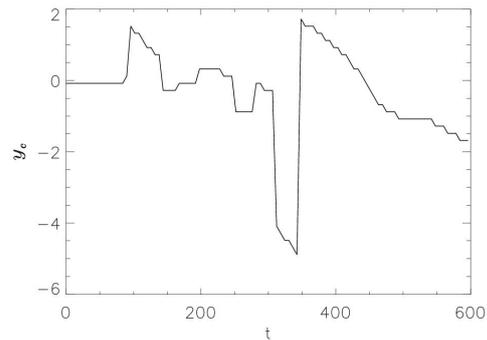
(a) Die zeitliche Entwicklung der maximalen Magnetfeldstärke in der magnetischen Barriere



(b) Der zeitliche Verlauf des Ionisationsgrades ϕ_I am Maximum von ρ_n



(c) Die zeitliche Entwicklung der Gesamtmasse der HVC innerhalb ihres ursprünglichen Radius



(d) Die y -Position des Neutralgasdichtemaximums mit der Zeit

Abb. 3.28: Die zeitliche Entwicklung einiger Kenngrößen der HVC

und der Magnetschweif entstehen (Abb. 3.26). Die Abbildung 3.27 zeigt die Stärke B des Magnetfeldes zu den Zeitpunkten $t \approx 300\tau_A$ und $t \approx 542\tau_A$. Wie erwartet wurde das Magnetfeld in der Barriere vor der Wolke aufgestaut und an den Flanken durch Linienstreckung zu einem magnetischen Schweif verstärkt. Man sieht auch, daß die maximale Magnetfeldstärke in der magnetischen Barriere nun etwas mehr als doppelt so groß ist wie bei der Simulation mit der geringeren Relativgeschwindigkeit $v = -0.1$. In Abbildung 3.28(a) ist die zeitliche Entwicklung dieser maximalen Magnetfeldstärke in der Barriere dargestellt. Sie steigt wie in Abbildung 3.11 zunächst stark an und wächst dabei zunächst über die Sättigungsfeldstärke von etwa $B \approx 0.23$ hinaus. Diese zusätzliche Magnetfeldkompression ist jedoch nicht auf den Staudruck, sondern auf den

ausgedehnten Einschaltvorgang zurückzuführen, bei dem Plasma durch den Unterdruck (aufgrund des Temperaturgradienten des Plasmas) getrieben in das Innere der Neutralgaswolke strömt. Dabei steigt der Ionisationsgrad im Inneren der Wolke (*Abb. 3.28(b)*), und das einströmende Plasma komprimiert sowohl das Magnetfeld als auch das Neutralgas (durch Plasma-Neutralgasstöße über ν_{12}^S). Das Ergebnis ist ein anfänglicher Anstieg der Neutralgasdichte im Inneren der Neutralgaswolke. Die *Abbildung 3.28(c)* zeigt die „Gesamtmasse“ M_{HVC} an Neutralgas innerhalb des ursprünglichen Volumens der Wolke. Diese erhält man durch Summieren der Gitterwerte von ρ_n innerhalb eines Kreises mit Radius $R = 2$ um das Dichtemaximum. Diese Darstellung ist jedoch mit Vorsicht zu interpretieren, da sich das Dichtemaximum aufgrund der komplizierteren Dynamik dieser Simulation mehrfach verschiebt. In *Abbildung 3.28(d)* ist die y -Position des Maximums der Neutralgasdichte gegen die Zeit t aufgetragen. Man erkennt aus den Sprüngen der Kurve, daß das Dichtemaximum nicht immer im Zentrum der Wolke liegt. So liegt es z.B. im Zeitintervall von etwa $300\text{--}350\tau_A$ eindeutig im Schweif und um $t \approx 400\tau_A$ leicht vor dem ursprünglichen Zentrum der Wolke. Diese Schwankungen sind Teil des Einschwingvorganges, der bei einer derartigen Simulation unvermeidbar ist, da die Entstehung der HVC nicht mitsimuliert wird. Da sich der Innen- und Außendruck des Plasmas zu Beginn der Simulation um einen Faktor 1000 unterscheiden, dauert es mehrere Hundert Alfvénzeiten, bis einströmendes Plasma und komprimiertes Magnetfeld diesen Druckgradienten kompensieren. Erst jenseits von $450\tau_A$ ist der Einschwingvorgang definitiv abgeschlossen, was man an dem glatten Verlauf der Kurven in *Abbildung 3.28* erkennt. Ab diesem Zeitpunkt nimmt die Gesamtmasse M_{HVC} langsam ab, während der Ionisationsgrad ϕ_I langsam ansteigt und die Wolke in die negative y -Richtung beschleunigt wird. Die Magnetfeldstärke innerhalb der magnetischen Barriere hat zu diesem Zeitpunkt ihren Sättigungswert erreicht. Dieser liegt deutlich über dem Wert für den Fall der geringen Relativgeschwindigkeit (vgl. Abschnitt 3.2.1). Eine grobe Abschätzung der Stärke der magnetischen Barriere erhält man, wenn man berücksichtigt, daß der lokale (normierte) magnetische Druck B^2 den lokalen (normierten) Staudruck ρv^2 des Plasmas kompensieren muß, sobald sich eine quasistationäre Randschicht ausgebildet hat. Demnach skaliert das Magnetfeld in der Barriere mit der Relativgeschwindigkeit v und der Wurzel aus der lokalen Plasmadichte ρ . In der hier beschriebenen Simulation betrug die anfängliche Plasmadichte nur ein Zehntel des Wertes der in Abschnitt 3.2.1 beschriebenen Simulation. Man würde also naiv für beide Fälle in etwa denselben Wert des Magnetfeldes in der magnetischen Barriere erwarten. Diese Argumentation ist jedoch nur bedingt richtig, da die Bewegung der HVC durch das Haloplasma nicht nur magnetischen Fluß, sondern auch Plasma am Bug der Wolke aufstaut. Dadurch steigt lokal die Plasmadichte, so daß auch der Staudruck wächst. Weiterhin handelt es sich bei der Neutralgaswolke nicht um ein hartes, sondern um ein weiches Hindernis, bei dem kein echter Stagnationspunkt entsteht. Um den wirklichen Wert der maximalen Magnetfeldstärke innerhalb der Barriere zu berechnen, müßte man die stationäre Impulsbilanzgleichung (3.65) des Plasmas lösen. Bei dieser treten zusätzlich zur Staudruck-Argumentation nach der Bernoulli-Gleichung auch der Druckgradient ∇p und der kompressible Anteil $(\mathbf{v} \cdot \nabla \rho) \mathbf{v} + \rho(\nabla \cdot \mathbf{v}) \mathbf{v}$ auf. Letzterer verursacht zusammen mit dem Stoßterm das Aufstauen des Plasmas am Bug der Wolke und damit die loka-

le Erhöhung des Staudrucks. Der maximale Staudruck ist dabei durch die Dichte der Neutralgaswolke als $\rho_n v^2$ (normiert) gegeben, da dies einer vollständigen Umwandlung der kinetischen Energie der HVC in Magnetfeldenergie entspricht. Wie effektiv diese Umwandlung ist, hängt vom Dichteverhältnis von Neutralgas zu Plasma ab. Ist dieses groß wird die Wolke deutlich langsamer abgebremst, so daß das Aufstauen von magnetischem Fluß länger andauert. Der Maximalwert des Magnetfeldes in der magnetischen Barriere hängt dabei offensichtlich weniger stark als erwartet von der Hintergrundplasmadichte ab, solange diese nicht so niedrig ist, daß die Bewegung der HVC subalfvénisch wird. In der gezeigten Simulation kompensiert das Aufstauen von Plasma die anfänglich

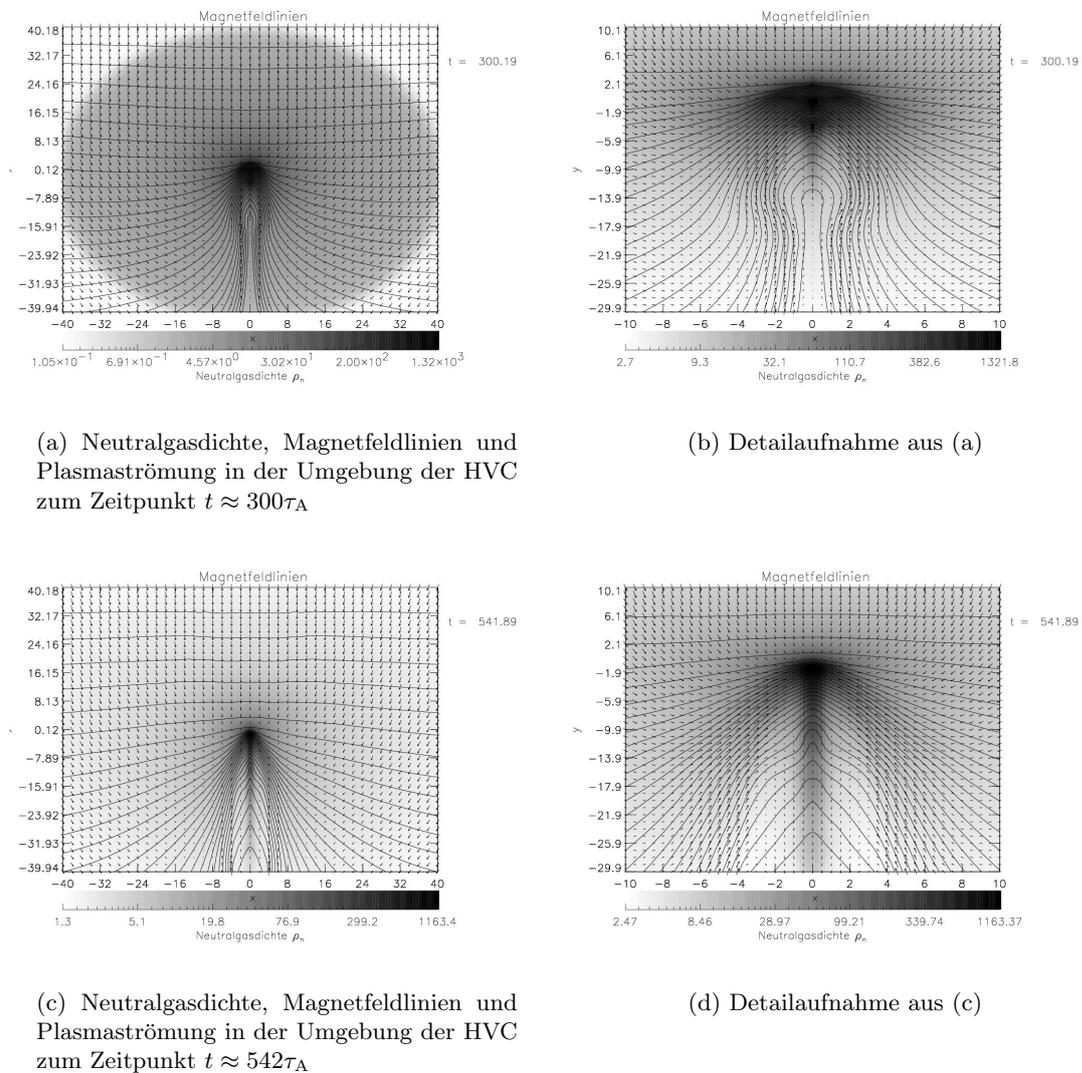


Abb. 3.29: Plasma- und Neutralgasdynamik in der Umgebung der HVC

niedrigere Hintergrunddichte, so daß das resultierende Magnetfeld mehr als doppelt so stark wie erwartet ist. Daß dieser Wert nicht noch höher ist, liegt an der numerischen Diffusion des Magnetfeldes und der Tatsache, daß das Plasma langsam durch die Wolke hindurchwandern kann, da die endliche Stoßfrequenz ν_{12}^S eine Relativgeschwindigkeit von Plasma und Neutralgas zuläßt. Das Magnetfeld in der magnetischen Barriere nimmt also mit wachsender Relativgeschwindigkeit derart zu, daß der Gradient des magnetischen Drucks den Gradienten des Staudrucks lokal kompensiert. Für HVCs aus dem Galaktischen Fontänenmodell von [Bregman \(1980\)](#) bedeutet dies, daß ihr magnetischer Schild bei ihrer Beschleunigung im galaktischen Gravitationsfeld so mitwächst, daß die lokale Alfvén-Machzahl $M_A = v/v_A$ in der Randschicht stets kleiner als eins ist. Die Energie dafür stammt letztlich aus der Gravitationsenergie, so daß die HVCs mit magnetischen Randschichten im Gravitationsfeld langsamer beschleunigt und unterhalb einer kritischen Neutralgasdichte sogar abgebremst werden. Dieser Effekt kann bei der Bestimmung einer endgültigen Fallgeschwindigkeit, wie von [Benjamin \(1999\)](#) zur Entfernungsbestimmung von HVCs avisiert, sogar dominierend sein, wie die Simulation in Abschnitt 3.2.1 zeigt, bei welcher die Hälfte der kinetischen Energie der HVC in magnetische Energie umgewandelt wurde. Ebenso ist eine Skalierung des Magnetfeldes mit $\sqrt{\rho_n}$ [[Benjamin, 1999](#)] aufgrund der oben genannten Abweichungen von der Idealität eines harten Hindernisses im Plasmastrom und der magnetischen Diffusion nicht plausibel. Die Ausbildung einer magnetischen Barriere ist vielmehr, wie die Simulationen zeigen, ein komplexer Prozeß, bei dem die genaue Art der Plasma-Neutralgas-Wechselwirkung eine entscheidende Rolle spielt. Bei der in dieser Arbeit untersuchten Wechselwirkung durch elastische Stöße mit einem geringen Kopplungsgrad ist ein Staudruckargument im Sinne der Umströmung harter Körper eine unzulässige Idealisierung. Es bleibt jedoch, der qualitative Zusammenhang, daß eine höhere Relativgeschwindigkeit zu einem stärkeren Magnetfeld in der Barriere führt, und daß die Ausbildung einer solchen für superalfvénische Geschwindigkeiten der Wolken unausweichlich ist.

Die scharfe Spitze im Ionisationsgrad in Abbildung 3.28(b) zum Zeitpunkt $t \approx 325\tau_A$ zeigt den Ionisationsgrad ϕ_I im Schweif und nicht in der Wolke selbst, da zu diesem Zeitpunkt das lokale Dichtemaximum im Schweif liegt. Dort ist der Ionisationsgrad erwartungsgemäß deutlich höher als im Kern der Wolke, da eine stärkere Durchmischung von Plasma und Neutralgas auftritt. Insgesamt liegt der mittlere Ionisationsgrad der HVC in dieser Simulation jedoch deutlich unter 10% und entspricht damit dem der kalten Zwei-Phasen-HVCs (siehe Kapitel 2.2). In der Tat weist die HVC in dieser Simulation mit den extrem hohen Dichtegradienten eine Art Zwei-Phasen-Struktur auf. Dies wird in Abbildung 3.29 deutlich. In dieser Abbildung sind die Neutralgasdichte, die Magnetfeldstruktur und die Plasmaströmung in der Umgebung der Neutralgaswolke zu zwei späten Zeitpunkten der Simulation jeweils mit einer Detailaufnahme dargestellt. Die Neutralgasdichte ist logarithmisch dargestellt, um den Kontrast zu erhöhen. Man erkennt an Abbildung 3.29(a), daß die HVC neben einem kleinen, sehr dichten Kern mit Dichte $\rho_n \approx 10^3$ eine ausgedehnte diffuse Hülle mit Dichte $\rho_n \approx 1$ entwickelt hat. Anders als der Schweif entsteht diese Hülle durch Abdampfen, nicht durch Abrieb. Sie bildet sich aufgrund einer Erwärmung der äußeren, nicht durch die magnetische Barriere geschützten Schichten der HVC und deren Ausbreitung entlang des entste-

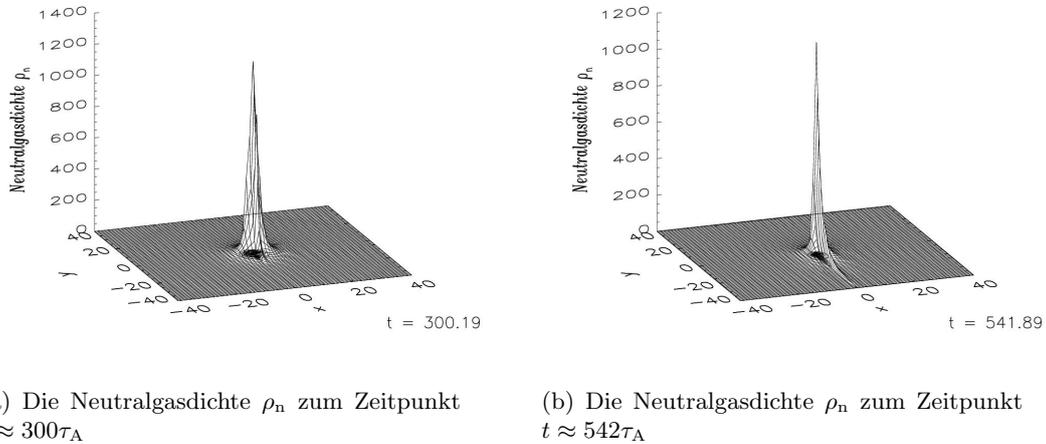
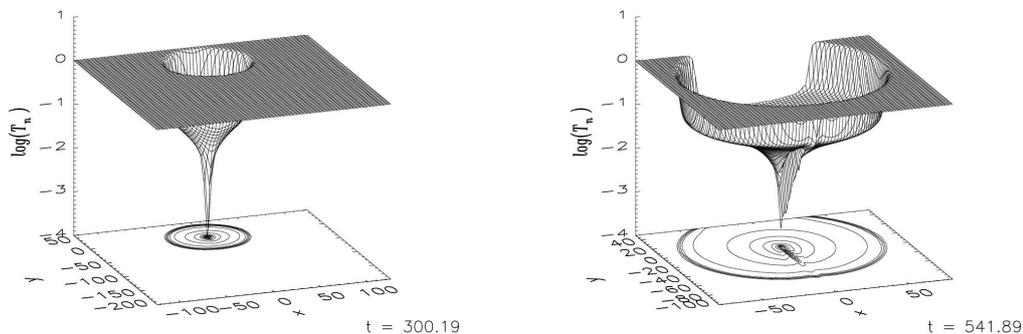


Abb. 3.30: Die zeitliche Entwicklung der Neutralgasdichte ρ_n

henden Druckgradienten. Dabei sind elastische Stöße zwischen Plasma und Neutralgas aufgrund der geringen Neutralgasdichte unbedeutend, so daß diese äußere Hülle im Gegensatz zum Schweif kreisrund ist. Man beachte, daß die Graphiken in Abbildung 3.29 eine Stauchung in y -Richtung aufweisen. Die Hülle dehnt sich mit der Zeit aus und hat in Abbildung 3.29(c) bereits den Rand der Graphik überschritten. Dieser Prozeß der Evaporation der äußeren HVC-Schichten findet kontinuierlich, aber so langsam statt, daß sich die Gesamtmasse der HVC nur wenig ändert (Abb. 3.28(c)). Nach einer Simulationszeit von etwa 300 Millionen Jahren ist etwa die Hälfte der ursprünglichen Masse verdampft. Dabei ist der innere Kern der HVC durch die magnetische Barriere vor Verdampfung geschützt. Seine Dichte bleibt über den gesamten Verlauf der Simulation im Bereich des anfänglichen Wertes von $\rho_n = 10^3$ (Abb. 3.30). Die Abbildungen 3.29 und 3.30 zeigen auch deutlich die Ausbildung eines Neutralgasschweifes durch Abstreifen von den Wolkenflanken. Verglichen mit der Dichte der Wolke ist dieser Schweif jedoch sehr schwach. Dies liegt daran, daß die Menge des abgestreiften Materials durch die Dichte des Hintergrundplasmas bestimmt ist. Diese ist im Verhältnis zur Neutralgasdichte der HVC sehr klein. Auffällig ist auch die sich mit der Zeit ausbildende Zwei-Komponenten-Struktur des Schweifes (Abb. 3.29), bestehend aus einem dichten inneren Teil und einer gegenüber dem Hintergrund ausgedünnten Hülle. Das Magnetfeld ändert beim Überqueren der Grenze zwischen Schweif und Plasma seine Richtung deutlich. Dies verweist auf die Ausbildung einer weiteren Randschicht, die sich wie eine Röhre um den Schweif legt. Ein dreidimensionaler Magnetschweif ist damit im wesentlichen eine magnetische Flußröhre.

Die Zwei-Komponenten-Struktur der HVC zeigt sich auch in Abbildung 3.31. Diese zeigt die logarithmische Darstellung der Neutralgastemperatur T_n zu zwei späten Zeitpunkten. Während der Kern der HVC seine ursprüngliche Temperatur von ca. 10^{-4} während der Simulation beibehält, hat die äußere Hülle eine Temperatur, die nur etwa zehnmal nied-



(a) Die Neutralgastemperatur T_n zum Zeitpunkt $t \approx 300\tau_A$

(b) Die Neutralgastemperatur T_n zum Zeitpunkt $t \approx 542\tau_A$

Abb. 3.31: Die zeitliche Entwicklung der Neutralgastemperatur T_n

riger als die des umgebenden Plasmas ist. Die HVC besteht somit aus einem kühlen Kern mit $T_n \approx 100$ K und einer warmen Hülle mit $T_n \approx 10^5$ K, was den in Kapitel 2.2 vorgestellten Zwei-Phasen-HVCs sehr ähnelt. Es muß allerdings darauf hingewiesen werden, daß das Abdampfen der äußeren HVC-Schichten stark von der Wahl der Anfangsbedingungen abhängt. Auf jeden Fall erhält die magnetische Barriere jedoch einen sehr starken Temperaturgradienten zwischen Außen- und Innenraum der HVC aufrecht und kommt damit einer Phasengrenze nahe. Ebenso tritt ein Abdampfen der äußeren Schichten in mehr und minder starkem Maße bei jeder HVC im galaktischen Halo auf, so daß der kalte Kern der Wolke stets von einer dünnen, wärmeren Neutralgashülle umgeben ist. Ein Schweif bildet sich aber in jedem Fall aus, solange sich die HVC durch den galaktischen Halo in einem Winkel zum Magnetfeld bewegt. Das Verhältnis der Teilchendichten von Kern und Schweif zeigt jedoch, daß ein solch schwacher Schweif mit den heutigen Instrumenten nicht zu beobachten ist.

3.2.6 Hohe Alfvén-Machzahl

Nachdem im vorhergehenden Abschnitt der Dichte- und Temperaturkontrast erhöht wurde, soll nun eine Simulation mit deutlich höherer Relativgeschwindigkeit vorgestellt werden. Die Anfangskonfiguration entspricht exakt derjenigen aus Abschnitt 3.2.1, bis auf ein leicht vergrößertes Integrationsgebiet von $[-40, 40] \times [-80, 40]$ und eine deutlich erhöhte Gitterpunktzahl 403×603 . Eine HVC mit 26facher Dichteüberhöhung befindet sich also in einer Plasmaströmung mit Geschwindigkeit $v_{y0} = -0.1$. Wie im vorigen Abschnitt wird das einströmende Magnetfeld am oberen Rand vorgegeben. Anders als in den bisherigen Simulationen wird ab dem Zeitpunkt $t = 0$ nun jedoch die Geschwindigkeit des am oberen Rand einströmenden Plasmas um einen Faktor 10 auf $v'_{y0} = -1.0$ erhöht, was eine Erhöhung der Alfvén-Machzahl von $M_A = 10$ zu Beginn auf $M'_A = 100$

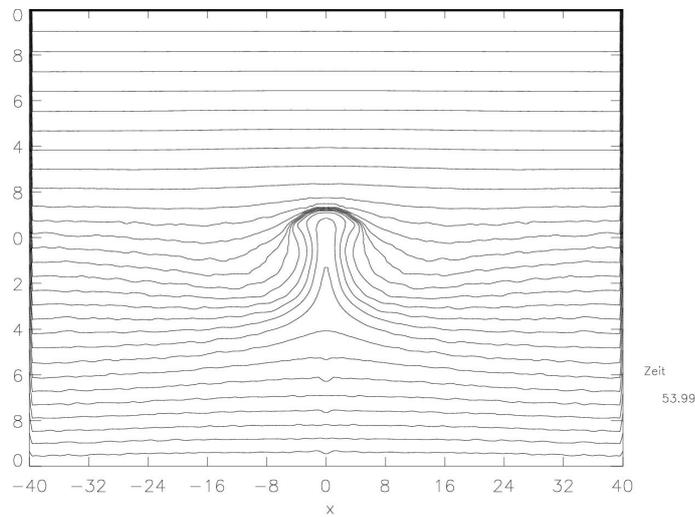
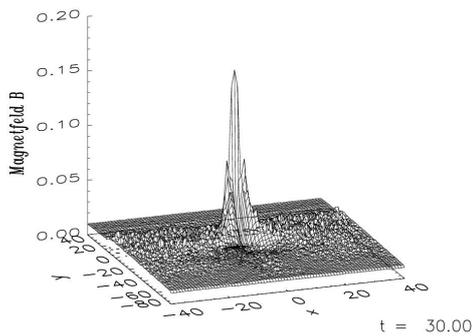
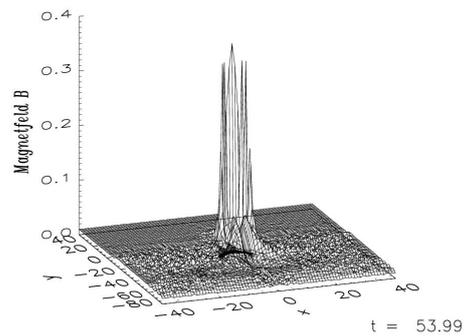


Abb. 3.32: Das magnetische Feld zum Zeitpunkt $t \approx 54\tau_A$

bedeutet. Die Rechnung simuliert somit eine galaktische HVC, die auf einen galaktischen Wind in z -Richtung trifft, der zwar stark superalfvénisch, aber nicht supersonisch ist. Dabei zeigt sich zunächst ein ähnliches Bild wie im Fall geringerer Relativgeschwindigkeiten. Es bildet sich die bekannte magnetische Barriere aus, deren maximale Feldstärke mit der Zeit wächst (Abb. 3.33). Die Abbildung 3.32 zeigt das Magnetfeld zum Zeitpunkt $t \approx 54\tau_A$, welcher dynamisch in etwa dem Zeitpunkt $t \approx 540\tau_A$ der ersten Simulation (Abschnitt 3.2.1) entspricht. Die Feldlinien wurden an der Frontseite der HVC stärker



(a) Die Magnetfeldstärke B zum Zeitpunkt $t \approx 30\tau_A$



(b) Die Magnetfeldstärke B zum Zeitpunkt $t \approx 54\tau_A$

Abb. 3.33: Die magnetische Barriere bei hoher Relativgeschwindigkeit

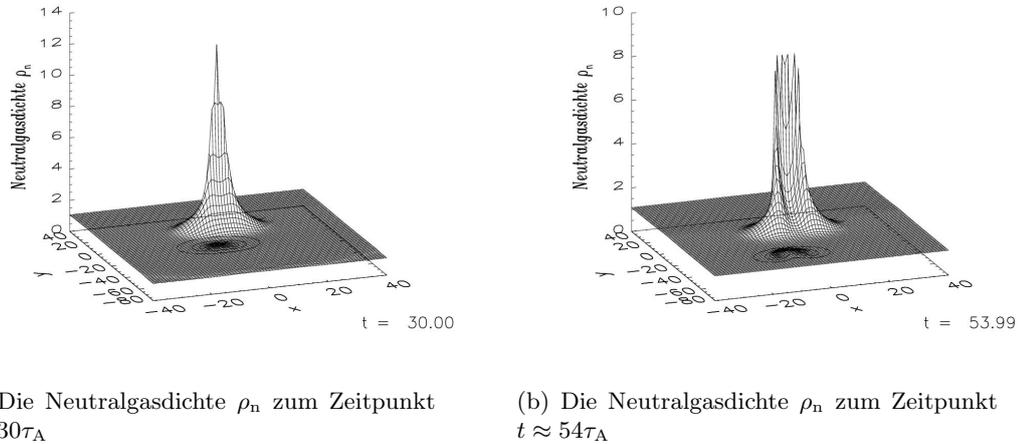


Abb. 3.34: Die zeitliche Entwicklung der Neutralgasdichte ρ_n bei hoher Relativgeschwindigkeit

komprimiert, als dies bei der niedrigen Relativgeschwindigkeit der Fall war. Dies äußert sich in der deutlich höheren Feldstärke in der magnetischen Barriere (*Abb. 3.33(b)*), die zum dargestellten Zeitpunkt noch keineswegs gesättigt ist. Dies belegt, daß das Magnetfeld der magnetischen Barriere im wesentlichen mit der Relativgeschwindigkeit skaliert. Jedoch gibt es auch Abweichungen von der ersten Simulation. So zeigen die Feldlinien in *Abbildung 3.32* deutliche Störungen in y -Richtung, die in Form von Wellen an ihnen entlanglaufen. Diese wurden durch den Aufprall des galaktischen Windes auf die HVC verursacht. Zu einem späteren, hier nicht dargestellten Zeitpunkt treten auch Reflexionen des anströmenden Magnetfeldes von der Front der HVC auf, die sich in Form von magnetoakustischen Wellen in y -Richtung ausbreiten.

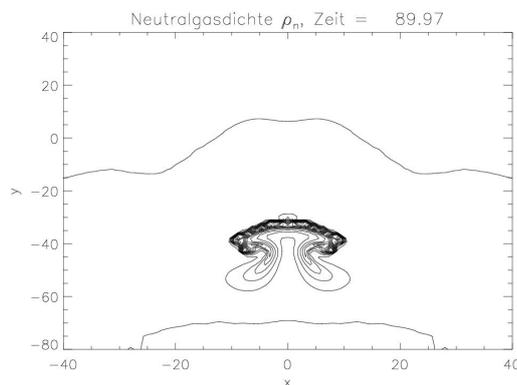


Abb. 3.35: Höhenliniendarstellung der Neutralgasdichte ρ_n zum Zeitpunkt $t \approx 90\tau_A$

Der Aufprall des galaktischen Windes auf die HVC bleibt nicht ohne Folgen. Die Neutralgaswolke wird senkrecht zur Magnetfeldrichtung stark komprimiert und bildet dann deutliche U-förmige Flanken aus (Abb. 3.35). Anders als bei der Simulation mit der geringen Relativgeschwindigkeit führt dies jedoch allmählich zum Zerreißen der Wolke. Dieses deutet sich schon in Abbildung (Abb. 3.34(b)) an und schreitet gegen Ende der Simulation ($t \approx 90\tau_A$) weiter fort. Die dynamische Entwicklung der HVC bei solch hohen Alfvén-Machzahlen erinnert an die von Mac Low et al. (1994) simulierte Wechselwirkung einer Plasmawolke mit einer ebenen Schockwelle in schwachen Magnetfeldern. Jedoch bilden sich in der hier vorgestellten Simulation keine Kelvin-Helmholtz-Wirbel aus, die bei Mac Low et al. (1994) zum vollständigen Zerreißen der Wolkenflanken führen. Die Kelvin-Helmholtz-Instabilität wird hier durch das starke Magnetfeld in der Barriere unterdrückt. Dennoch ist das Hintergrundmagnetfeld zu schwach, um ein Zerreißen der HVC durch den Aufprall des galaktischen Windes zu verhindern. Eine höhere Senkrechtkomponente des Magnetfeldes oder eine langsame, stetige Änderung der Geschwindigkeit, wie dies bei HVCs im Galaktischen Fontänenmodell der Fall ist, könnte dies jedoch leisten. Wir folgern daraus, daß die dynamische Stabilisierung von HVCs im galaktischen Halo, ganz gleich welchen Ursprungs, durch eine ausreichend starke Senkrechtkomponente des Halomagnetfeldes gewährleistet wird. Eine solche Stabilisierung ist jedoch bei abrupten Änderungen der Relativgeschwindigkeit wie beim Aufprall auf galaktische Windfronten oder Supernova-Blasen, insbesondere für Schockgeschwindigkeiten, nicht mehr garantiert. In letzterem Fall hängt die Stabilität der HVC im wesentlichen von deren Vorgeschichte und der Stärke ihrer bereits gebildeten magnetischen Barriere ab.

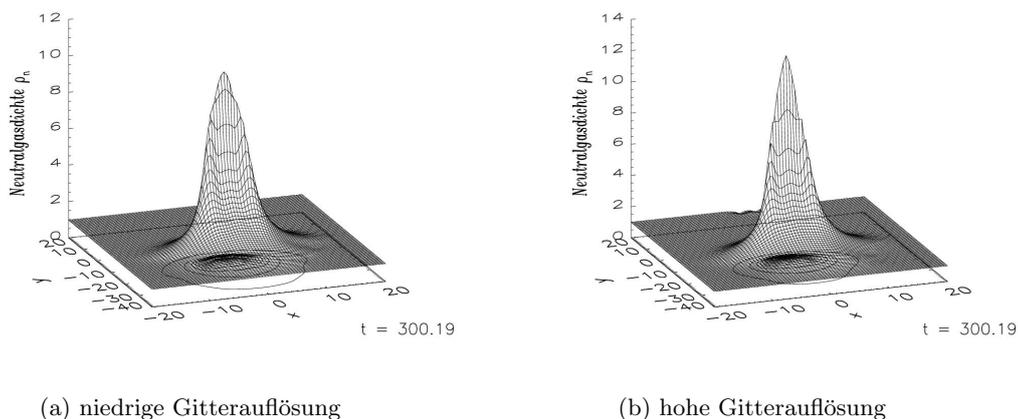


Abb. 3.36: Vergleich der Neutralgasdichte ρ_n zum Zeitpunkt $t \approx 300\tau_A$ für niedrige und hohe Gitterauflösungen

3.2.7 Hohe Gitterauflösung

Um den Einfluß der numerischen Gitterauflösung auf die Resultate zu untersuchen, wurde die Simulation aus Abschnitt 3.2.1 mit einer viermal so hohen Gitterpunktzahl — also 403×603 Gitterpunkten — wiederholt. Als Vergleichsgröße für beide Fälle wurde

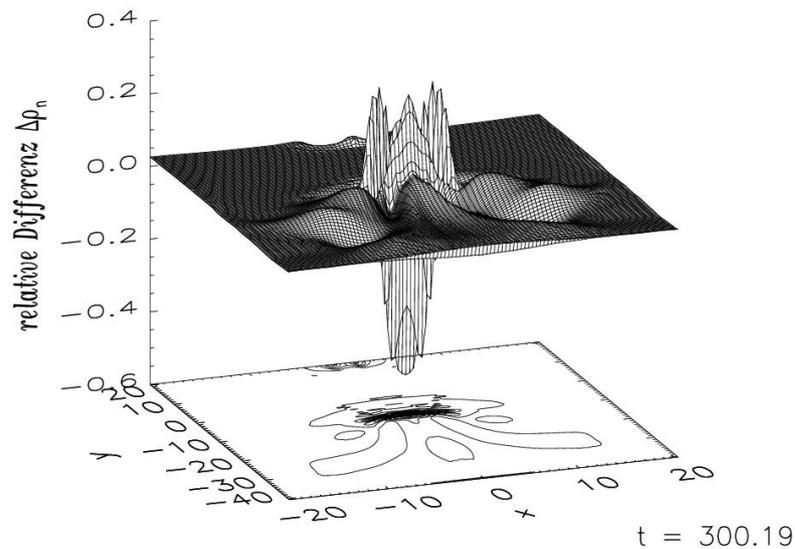


Abb. 3.37: Die relative Differenz $\Delta\rho_n = (\rho_{n_h} - \rho_{n_l}) / \rho_{n_l}$ der Neutralgasdichten für hohe und geringe Gitterauflösung zum Zeitpunkt $t \approx 300\tau_A$

hier die Neutralgasdichte ρ_n gewählt, da die meisten der bisher beschriebenen Resultate mit ihr in Zusammenhang stehen. In Abbildung 3.36 sind die Neutralgasdichten ρ_{n_l} für die niedrige Gitterauflösung und ρ_{n_h} für die hohe Gitterauflösung (Abb. 3.36(b)) dargestellt. Eine Verschiebung des Dichtemaximums um einen Gitterpunkt in y -Richtung aufgrund der unterschiedlichen Auflösung wurde in der Darstellung für die niedrige Auflösung kompensiert. Abgesehen von steileren Flanken und einer steileren Frontseite bei höherer Auflösung ergeben sich keinerlei qualitative Unterschiede. Quantitative Unterschiede lassen sich am besten darstellen, wenn man die relative Differenz der Dichten $\Delta\rho_n = (\rho_{n_h} - \rho_{n_l}) / \rho_{n_l}$ berechnet. Diese ist in Abbildung 3.37 dargestellt. Neben einer behebbaren Störung am y_{\max} -Rand ergeben sich vor allem im Bereich der Frontseite der HVC quantitative Abweichungen bis zu 50% zwischen beiden Fällen. Dies liegt im wesentlichen daran, daß starke Gradienten bei höherer Gitterauflösung exakter dargestellt werden können. Die Neutralgaswolke weist an ihrer Frontseite demnach in der genaueren Simulation steilere Gradienten auf. Leichte Unterschiede ergeben sich auch im Bereich

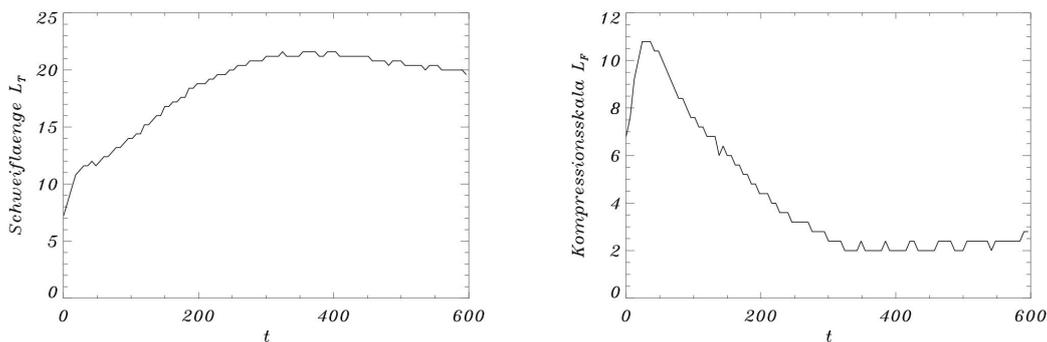
des Schweifes. Diese fallen jedoch in den Prozentbereich. Wichtig ist: Die Stabilität der HVC bleibt durch die Änderung der Auflösung unbeeindruckt. Demnach werden etwaige Instabilitäten wie die Kelvin-Helmholtz-Instabilität nicht aufgrund zu geringer Gitterauflösung unterdrückt. Die qualitativen Aussagen — und um diese geht es vornehmlich in dieser Arbeit — bleiben von der Änderung der Gitterauflösung gänzlich unberührt. Aus diesem Grund und aus rechenzeitlichen Gründen wurden auch für die im folgenden noch beschriebenen Simulationen ähnliche, aber nicht niedrigere Gitterauflösungen als im ersten Abschnitt (3.2.1) verwendet.

3.3 Bildung eines magnetischen Schweifes

Etwa 20% der beobachteten Hochgeschwindigkeitswolken weisen einen ausgeprägten Schweif an HI-Gas auf (siehe Kapitel 2.2). Daher beschäftigt sich das nun folgende Unterkapitel etwas eingehender mit der Bildung eines Neutralgasschweifes.

Zur genaueren Untersuchung der Schweifbildung wurde die in Abschnitt 3.2.1 vorgestellte Simulation noch einmal mit einem größeren Integrationsgebiet von $[-20, 20] \times [-60, 20]$ und einer höheren Gitterpunktzahl von 103×203 Gitterpunkten wiederholt, um während der gesamten Simulationsdauer den sich bildenden Schweif vollständig erfassen zu können. Ein Abschneiden des Schweifes durch den unteren Rand des Integrationsgebietes wird damit vermieden.

In Abschnitt 3.2.1 wurde gezeigt, daß der Neutralgasschweif der HVC ein exponentielles Dichteprofil zeigt, wie es die Beobachtungen andeuten (vgl. Kapitel 2.2). Ein exponentielles Profil zeigt aber auch die Neutralgasdichte an der Frontseite der Hochgeschwindigkeitswolke (Abb. 3.20(d)). Um die morphologische Entwicklung der HVC zu untersuchen, definieren wir daher zwei Skalenlängen: Die Schweiflänge L_T gibt die



(a) Die zeitliche Entwicklung der Schweiflänge L_T

(b) Die zeitliche Entwicklung der Kompressionskala L_F

Abb. 3.38: Zeitliche Entwicklung der Front- und Rückseite der HVC

y -Entfernung im Schweif vom Maximum der Neutralgasdichte an, in der die Dichte auf ein Zehntel des Maximalwertes abgesunken ist; die Kompressionsskala L_F gibt die entsprechende Entfernung in Vorwärtsrichtung der HVC an. Zur Bestimmung dieser beiden Längen wurde die Neutralgas-Säulendichte wie in Abschnitt 3.2.1 gebildet und der jeweilige Schnitt entlang der y -Achse betrachtet. Diese scheinbare Einführung einer Rotationssymmetrie entspricht damit lediglich einer Integration entlang der Sichtlinien senkrecht zur x -Achse unter Abzug des Neutralgashintergrundes und ist somit keine Verletzung der z -Invarianz. Die zeitliche Entwicklung dieser beiden Skalen ist in Abbildung 3.38 dargestellt. Die Schweiflänge L_T beginnt bei einem Wert von $L_T \approx 7$, welcher der ursprünglichen, kreisförmigen Ausdehnung der Wolke entspricht, wächst dann während der Einschwingphase rasch und anschließend kontinuierlich bis auf einen Wert von etwa 20 an, welchen sie bei etwa 300 Alfvénzeiten erreicht. An der Frontseite der HVC (Abb. 3.38(b)) zeigt sich während des Einschwingvorganges zunächst eine Ausdehnung und anschließend eine kontinuierliche Kompression bis auf einen Wert $L_F \approx 2$, der auch hier bei ca. $300\tau_A$ erreicht wird. Dieser Zeitpunkt $t \approx 300\tau_A$ wurde bereits in Abschnitt 3.2.1 als Zeitpunkt der Magnetfeldsättigung in der magnetischen Barriere identifiziert. Mit der vollständigen Ausbildung der magnetischen Barriere erreichen somit sowohl die Wolke als auch ihre Schweif einen quasi-stationären Zustand. Ab diesem Zeitpunkt ist die HVC somit dynamisch vollständig stabilisiert.

Um die morphologische Entwicklung der Hochgeschwindigkeitwolke zu beschreiben, definieren wir weiter die *Elongation* der Wolke als Verhältnis der Kompressionsskala L_F zur Schweiflänge L_T . Die zeitliche Entwicklung der Elongation ist in Abbildung 3.39

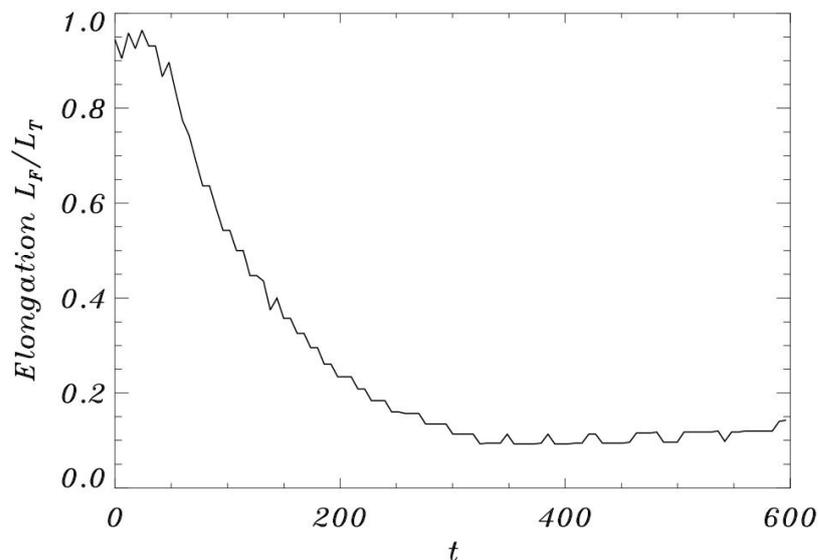
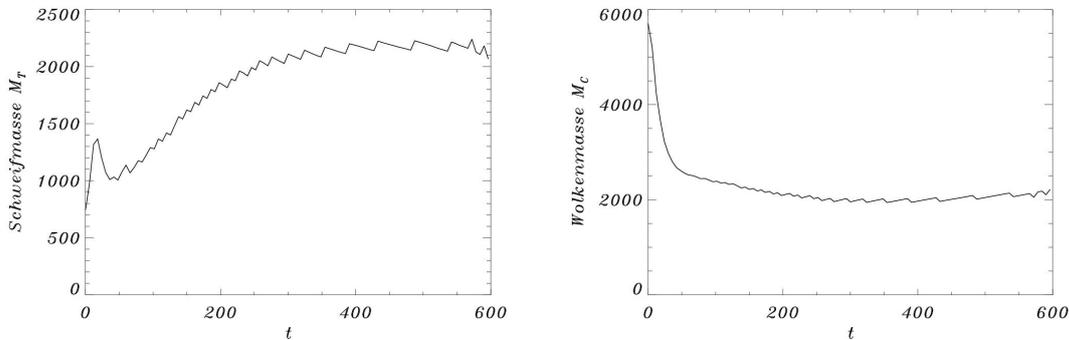


Abb. 3.39: Entwicklung der Elongation L_F/L_T mit der Zeit t

dargestellt. Zu Beginn der Simulation ist die Wolke kreisrund. Ihre Elongation hat daher den Wert eins. Durch den Aufprall des anströmenden Plasmas wird die Frontseite der Wolke komprimiert, während sich gleichzeitig der Neutralgasschweif ausbildet. Dadurch sinkt der Wert der Elongation kontinuierlich, bis er bei etwa 300 Alfvénzeiten sein Minimum von ≈ 0.1 erreicht. Ab diesem Zeitpunkt bleibt die Elongation bis zum Ende der Simulation weitgehend konstant. Die morphologische Form der Wolke ändert sich somit nach der vollständigen Ausbildung der magnetischen Barriere nicht mehr.

Beobachtungen von HVCs [Brüns et al., 2000a; 2001] zeigen, daß die Neutralgasdich-



(a) Die zeitliche Entwicklung der Schweifmasse M_T

(b) Die zeitliche Entwicklung der Wolkenmasse M_C

Abb. 3.40: Zeitliche Entwicklung der HVC und ihres Schweifes

ten in den Schweifen von HVCs mit Kopf-Schweif-Struktur etwa um einen Faktor 2 bis 4 mal niedriger sind als in den Kernen der Wolken. Bei Integration der Dichte ergibt sich z.B. für HVC125+41-207 ein Massenverhältnis von Wolke zu Schweif von etwa 2:1 [Brüns et al., 2001]. Bei Messungen dieser Art besteht jedoch stets eine große Schwierigkeit darin, zu bestimmen, wo genau die Wolke endet und der Schweif beginnt. Im folgenden wurde die Wolke durch ihren anfänglichen Radius definiert. Dieser ist hier durch den Radius gegeben, bei dem die Säulendichte N_n auf den e -ten Teil ihres Maximalwertes abgeklungen ist. Für die verwendete Anfangskonfiguration beträgt dieser $R_C = 4$. Die vom Beobachter gemessene Säulendichte ergibt sich durch einen Schnitt der berechneten Säulendichte entlang der Schweifachse (vgl. Abbildung 3.20(c)). Um die Wolkenmasse M_C zu berechnen, wird nun über die Säulendichten, die innerhalb des Wolkenradius liegen, entlang dieses Schnittes summiert. Das Ergebnis ist in Abbildung 3.40(b) dargestellt. In ähnlicher Weise ergibt sich die Schweifmasse durch Summation über alle Säulendichten des Schweifes, die jenseits des Wolkenradius liegen. Die Abbildung 3.40(a) zeigt die zeitliche Entwicklung der Schweifmasse M_T . Nach dem Ein-

schwingvorgang steigt die Schweifmasse kontinuierlich bis zum Zeitpunkt $t \approx 300\tau_A$ an und stellt sich dann in etwa auf den Sättigungswert der Wolkenmasse ein. Das Abstreifen von Wolkenmaterial und dessen Transport in den Schweif endet somit, entgegen der sonst üblichen Annahmen, mit der vollständigen Ausbildung der magnetischen Barriere. Abgesehen von zusätzlichen Massenverlusten aufgrund der dreidimensionalen Natur der HVCs oder durch Wärmeleitung erreicht eine Neutralgaswolke nach Ausbildung ihrer magnetischen Barriere also einen quasistationären Zustand. In diesem Zustand besitzen Schweif und Wolke in etwa die gleiche Masse (Abb. 3.41). Dieses Ergebnis weicht damit etwas von den Beobachtungen ab, in denen der Schweif nur die Hälfte der Wolkenmasse besitzt [Brüns et al., 2001]. Jedoch ist nicht klar, ob sich die von Brüns et al. (2001)

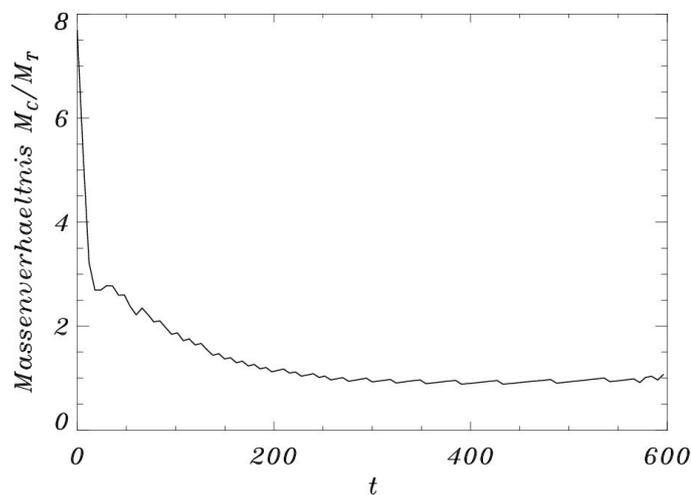


Abb. 3.41: Die zeitliche Entwicklung des Massenverhältnisses von Wolken- zu Schweifmasse

untersuchte HVC bereits im Zustand der Sättigung befindet. Außerdem lassen sich Teile des Schweifes aufgrund der limitierten Empfindlichkeit der Meßapparate nicht detektieren, so daß die tatsächliche Schweifmasse noch deutlich über der gemessenen Masse liegen kann. Ein Dichteverhältnis von 2 bis 4 entspricht in etwa den Simulationsergebnissen.

Der Massenverlust \dot{M}_{vis} einer sphärischen Wolke in einer laminaren, viskosen und hydrodynamischen Plasmaströmung läßt sich wie in [Nulsen, 1982] mit Hilfe der viskosen, hydrodynamischen Reibungskraft $F_D = 6\pi\mu Rv$ abschätzen. Hierbei sind R der Radius der Wolke, v die Strömungsgeschwindigkeit des Plasmas und μ die Viskosität. Letztere liefert die kinematische Viskosität ν über den Zusammenhang $\nu = \mu/\rho_n$. Im Fall der Neutralgaswolke erhält man diese durch Vergleich der Navier-Stokes-Gleichung (z.B. Choud-

huri, 1998; Kapitel 5.2) mit der Impulsbilanzgleichung (3.66) des Neutralgases unter der Näherung $\nabla^2 \approx 1/L^2$, wobei L die typische Längenskala des Systems ist. Somit folgt für die kinematische Viskosität $\nu = \nu_{12}^S L^2$ und für die Viskosität selbst $\mu = \nu_{12}^S L^2 \rho_n$. Der Massenverlust pro Alfvénzeit ergibt sich nach Nulsen (1982) durch $\dot{M}_{\text{vis}} = F_D/v$. In der Simulation besitzt die Wolke einen Radius $R = 2$ und die normierte Skalenlänge ist $L = 1$. Somit beträgt die normierte Massenverlustrate unter der Annahme eines zeitlich konstanten Radius

$$\dot{M}_{\text{vis}} \approx 12\pi\nu_{12}^S\rho_n. \quad (3.112)$$

Das Abstreifen von Material findet näherungsweise am Rand der Wolke statt, wo deren Dichte auf den e -ten Teil ihres Maximalwertes abgesunken ist. An dieser Stelle besitzt sie zu Beginn der Simulation den Wert $\rho_n \approx 10$ und zum Zeitpunkt der Magnetfeldsättigung den Wert $\rho_n \approx 3.7$. Für die elastische Stoßfrequenz findet man an dieser Stelle die Werte $\nu_{12}^S \approx 0.1$ bzw. $\nu_{12}^S \approx 0.04$. Damit ergeben sich die Massenverlustraten zu $\dot{M}_{\text{vis}} \approx 37.7$ bzw. $\dot{M}_{\text{vis}} \approx 5.6$. Nach Abbildung 3.40(b) verliert die Neutralgaswolke während der ersten 30 Alfvénzeiten nahezu linear etwa 1600 normierte Masseneinheiten, woraus sich eine Verlustrate von $\dot{M} \approx 53$ ergibt. Unter Betracht des Einschwingvorganges entspricht dieser Wert in etwa der hydrodynamisch erwarteten Rate (3.112). Während der Anfangsphase der Simulation verhält sich die Neutralgaswolke somit rein hydrodynamisch. Mit fortschreitender Zeit werden jedoch die Auswirkungen der magnetischen Barriere relevant. Ab dem Sättigungszeitpunkt ist die Massenverlustrate nach Abbildung 3.40(b) sehr klein. Dies steht in eklatantem Widerspruch zur hydrodynamisch erwarteten Verlustrate von etwa $\dot{M}_{\text{vis}} = 5.7$. Ein weiterer Massenverlust wird durch die magnetische Barriere und ihre Abschirmung gegen die Plasmaströmung effektiv verhindert. Spätestens zu diesem Zeitpunkt ist eine rein hydrodynamische Beschreibung des Problems unzulässig.

Diese Tatsache hat auch Konsequenzen für das hydrodynamische Modell von Benjamin und Danly (1997) zur Bestimmung einer Endgeschwindigkeit von Hochgeschwindigkeitswolken im galaktischen Gravitationsfeld. Ihre Annahme, daß der hydrodynamische Reibungskoeffizient C_D zeitlich konstant sei, ist mit dem Rückgang der Massenverlustrate \dot{M}_{vis} auf Null nicht vereinbar. Vielmehr impliziert das zeitliche Abklingen der Massenverlustrate eine Reduzierung der hydrodynamischen Reibung, da keinerlei Rückstellkräfte wie z.B. die Eigengravitation in der Simulation existieren, die einen Abrieb der äußeren Neutralgasschichten verhindern könnten. Ein Rückgang der Massenverlustrate auf Null bedeutet damit aber das Abschalten jeglicher hydrodynamischer Reibung. Wie bei einem fallenden Wassertropfen wird die Form der HVC durch die Plasmaströmung so modifiziert, daß ihr Strömungswiderstandswert C_D minimal wird. Die Simulationen zeigen, daß dieser Wert aufgrund der magnetischen Barriere sogar auf Null sinken kann. Die hier dargestellten Simulationen wurden ohne Gravitationsfeld durchgeführt. Im Gravitationsfeld der Galaxie würde eine HVC nach Ausbildung der magnetischen Barriere also keineswegs eine Endgeschwindigkeit erreichen, sondern vielmehr weiter beschleunigt werden. Eine Entfernungsabschätzung über die Endgeschwindigkeit der HVC ist daher nicht mehr möglich. Denkbar ist jedoch, die Entfernung einer Hochgeschwindigkeitswolke über ihre Skalenlängen L_T und L_F und die Stärke der Magnetfelder

in der magnetischen Barriere abzuschätzen, da diese von der Dichte des umgebenden Haloplasmas abhängen. Dies setzt jedoch voraus, daß die vertikale Dichtestruktur des Halos bekannt ist. Die Entfernungsbestimmung von HVCs durch Modelle bleibt somit weiterhin schwierig.

3.4 Die Kelvin-Helmholtz-Instabilität

3.4.1 Theorie der Kelvin-Helmholtz-Instabilität

Eine Hochgeschwindigkeitwolke, die sich relativ zu einem Plasmahintergrund bewegt, ist ein klassisches Beispiel für ein physikalisches System mit einer Scherströmung, d.h. für ein System, in welchem eine, u.U. ausgedehnte, Randschicht zwei Fluide mit unterschiedlichen Strömungsgeschwindigkeiten v_1 und v_2 trennt. Eine solche Randschicht kann instabil gegen die *Kelvin-Helmholtz-Instabilität* [Helmholtz, 1868; Kelvin, 1871] sein, wenn die Scherströmung bestimmte Kriterien erfüllt. Da die Kelvin-Helmholtz-Instabilität in vielen Lehrbüchern der Hydro- und Magnetohydrodynamik (z.B. Choudhuri, 1998; Kapitel 7.4, Woods, 1987; Kapitel 7.1 und Tajima und Shibata, 1997; Kapitel 4.2.1) eingehend beschrieben wird, beschränkt sich dieses Unterkapitel auf die Darstellung einiger Grundeigenschaften dieser Instabilität.

In Abbildung 3.42 ist eine typische Konfiguration einer Kelvin-Helmholtz-Instabilen

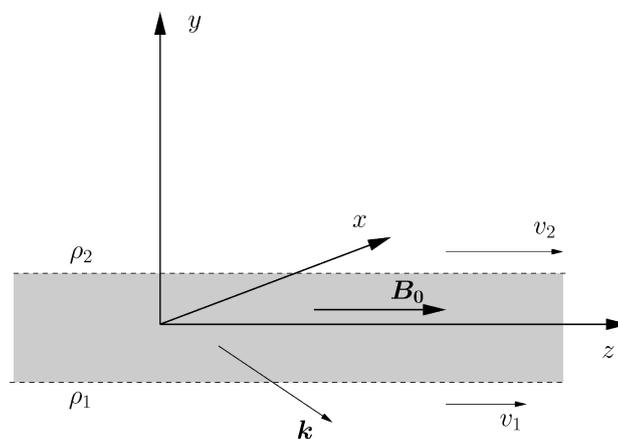


Abb. 3.42: Eine parallele, magnetohydrodynamische Scherströmung als klassischer Fall einer Kelvin-Helmholtz instabilen Randschicht

Randschicht dargestellt. Ein Fluid mit Dichte ρ_2 im Halbraum $y > 0$ strömt entlang der z -Achse mit einer Relativgeschwindigkeit $v_2 - v_1$ relativ zu einem Fluid mit Dichte ρ_1 im Halbraum $y < 0$. Der Geschwindigkeits- und Dichteübergang in der grau unterleg-

ten Randschicht finde stetig statt. Dem System überlagert sei ein homogenes Magnetfeld \mathbf{B}_0 in z -Richtung. Der dargestellte Wellenvektor \mathbf{k} besitzt eine Komponente parallel ($k_{\parallel} = k_z$) und senkrecht ($k_{\perp} = k_x$) zum Magnetfeld. Um das System auf lineare Stabilität hin zu untersuchen, bedient man sich üblicherweise der *Methode der potentiellen Energie* oder der *Normalmoden-Analyse*. Erstere ist eine Variationstheorie und liefert lineare Stabilität, wenn für die zweite Ableitung der potentiellen Energie W des Systems im Gleichgewicht gilt: $\partial^2 W / \partial \xi^2 > 0$, wobei ξ ein Vektor ist, der alle physikalisch erlaubten Variationen darstellt. Bei der Normalmoden-Analyse [Woods, 1987; Kapitel 7.1] setzt man die Störungen des Gleichgewichtszustandes in Form von Normalmoden der Form $e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)}$ an, linearisiert die MHD-Gleichungen und berechnet daraus die Dispersionsrelation $\omega(\mathbf{k})$. Wenn es Moden \mathbf{k} gibt, bei denen ω für reelles \mathbf{k} einen positiven Imaginärteil besitzt oder \mathbf{k} für reelles ω einen negativen Imaginärteil, dann ist der Gleichgewichtszustand instabil. Der erste Fall heißt *absolute* Instabilität und ist hier von Interesse. Woods (1987) führt die Normalmoden-Analyse für eine inkompressible, ideale (nicht viskose) Strömung mit der in Abbildung 3.42 dargestellten Konfiguration durch. Das Magnetfeld wird als homogen angesetzt, während die Dichten der beiden Teilfluide unterschiedlich sein dürfen. Für ein System ohne Gravitationskraft liefert die Normalmoden-Analyse die folgenden beiden Äste der Dispersionsrelation [Woods, 1987; Kapitel 7.1]:

$$\omega = k_{\parallel} \frac{\rho_1 v_1 + \rho_2 v_2}{\rho_1 + \rho_2} \pm k_{\parallel} \left(-\frac{\rho_1 \rho_2}{(\rho_1 + \rho_2)^2} (v_1 - v_2)^2 + v_A^2 \right)^{1/2}, \quad (3.113)$$

wobei $v_A = \sqrt{B_0^2 / 4\pi(\rho_1 + \rho_2)} / 2$ die Phasengeschwindigkeit einer Alfvén-Welle entlang der Grenzfläche $y = 0$ ist. Die Strömung ist somit instabil, wenn

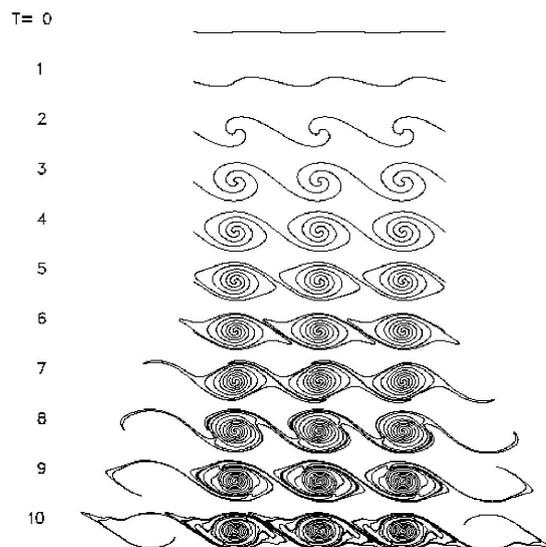
$$|v_1 - v_2| > \frac{\rho_1 + \rho_2}{(\rho_1 \rho_2)^{1/2}} v_A = \sqrt{2} B_0 \left(\frac{1}{4\pi \rho_1} + \frac{1}{4\pi \rho_2} \right)^{1/2}. \quad (3.114)$$

Falls also kein Magnetfeld vorliegt ($B_0 = 0$), ist unter Vernachlässigung der Oberflächenspannung an der Grenzschicht der Fluide jede Relativbewegung instabil. In diesem hydrodynamischen Fall spricht man von der klassischen Kelvin-Helmholtz-Instabilität. Ihre dynamische Entwicklung ist in der Abbildung 3.43 dargestellt. Die Strömungslinien werden während der linearen Wachstumsphase der Instabilität aufgewirbelt und bilden schließlich im nichtlinearen Regime abgeschlossene Wirbelstrukturen, die in nicht-viskosen Fluiden dynamisch stabil sind. Diese von Kelvin so genannten *Katzenaugen* werden bei einer endlichen Viskosität allmählich dissipiert. Die Kelvin-Helmholtz-Instabilität kann je nach Sättigungsgrad zu einer vollständigen Durchmischung der beiden Fluide in der Randschicht führen und ist insbesondere im Falle der HVC von Bedeutung, da die sich am Wolkenrand bildenden Wirbel abreißen können und dadurch schnell zu einer Zerstörung der gesamten Neutralgaswolke führen.

Dies geschieht im hydrodynamischen Fall durch den sogenannten *Champagner-Effekt* [Vietri et al., 1997]. Plaziert man eine Wolke in einen hydrodynamischen Wind, so bildet sich an ihrer Frontseite ein Stagnationspunkt aus, deren hoher Druck den Wind um die Wolke herum beschleunigt. Nach Bernoulli's Theorem ist aber dort, wo die Geschwindigkeit des Plasmastromes am größten ist, der Druck am geringsten, so daß auf



(a) Darstellung im Experiment



(b) Darstellung von Strömungslinien aus einer numerischen Simulation

Abb. 3.43: Die zeitliche Entwicklung der Kelvin-Helmholtz-Instabilität und Ausbildung von Kelvin's „Katzenauge“ (Quellen: <http://www-sccm.stanford.edu/Students/witting/kh.html>(a) und <http://www.math.lsa.umich.edu/krasny/k-h.html>(b))

die Seiten der HVC aufgrund des Innendrucks der HVC eine Kraft nach außen wirkt. Die Seiten der Wolke werden somit ausgebeult, durch den Wind komprimiert und mit Strömungsgeschwindigkeit abgeschält. Solange es keinen stabilisierenden Einfluß gibt, geht dieser Vorgang weiter bis zur vollständigen Zerstörung der Wolke. Galaktische HVCs könnten unter diesen Umständen kaum einige Millionen Jahre existieren. Es stellt sich somit die Frage nach einem stabilisierenden Faktor.

Eine naheliegende Möglichkeit besteht in der Rückstellkraft durch die Eigengravitation der Wolke. Jedoch stellt sich heraus, daß die zur Stabilisierung benötigte Masse der HVC bei den gemessenen Relativgeschwindigkeiten zum galaktischen Halo größer als die Jeansmasse der Wolke ist [Vietri et al., 1997]. Eine durch ihre Eigengravitati-

on stabilisierte Wolke würde also kollabieren. Dies bezeichnet man als das *Zeldovich-Paradoxon* [Vietri et al., 1997]. Eine alternative Möglichkeit eröffnet sich in der Einbeziehung von Gaskühlung durch Strahlung, die dazu führt, daß Schallwellen durch Dissipation gedämpft werden. Die Entwicklung der Kelvin-Helmholtz-Instabilität wird dadurch gehemmt. Falls die Kühlzeit kleiner als die Zeit ist, die Schallwellen zum Durchlaufen der HVC benötigen, bleiben die Wirbel der Instabilität auf eine Randschicht an der Oberfläche der Neutralgaswolke beschränkt [Vietri et al., 1997]. Es bildet sich eine Art Hülle-Kern-Struktur der Wolke aus und der Champagner-Effekt tritt nicht auf. Dennoch kann die Instabilität nicht durch radiative Verluste stabilisiert werden, so daß die Wolke auch weiterhin laufend Material an ihren Randschichten verliert.

Ganz anders stellt sich die Situation dar, wenn Magnetfelder im Spiel sind. Der Hauptauslöser für den Champagner-Effekt ist der hohe Innendruck der HVC, der im hydrodynamischen Fall durch den Außendruck des Plasmas kompensiert werden muß, um ein Zerfließen der Wolke zu vermeiden. Im magnetohydrodynamischen Fall geschieht diese dynamische Stabilisierung, wie in den vorgehenden Abschnitten gezeigt, jedoch durch den magnetischen Druck der magnetischen Barriere. Magnetfelder üben jedoch nicht nur einen Druck $B^2/8\pi$, sondern auch einen magnetischen Zug $(\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B}$ aus. Es bedarf Energie, um eine Feldlinie zu dehnen. Der magnetische Zug entspricht im Falle der HVCs der Oberflächenspannung von Wasser im Fall eines windüberstreiften Gewässers. Diese stabilisiert die Oberfläche für kleine Wellenlängen gegen das Einsetzen der Kelvin-Helmholtz-Instabilität, da nunmehr Arbeit geleistet werden muß, um eine Verformung der Oberfläche zu erreichen. Die Wirbelbildung wird daher durch den magnetischen Zug unterdrückt, wenn dieser ausreichend groß ist. Dies läßt sich unmittelbar an der linearen Anwachsrate

$$\Gamma = \frac{1}{2} |\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_{\text{rel}}| \left[1 - \left(\frac{2v_A \hat{\mathbf{k}} \cdot \hat{\mathbf{B}}_0}{\hat{\mathbf{k}} \cdot \mathbf{v}_{\text{rel}}} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (3.115)$$

für den Fall inkompressibler, nicht viskoser Flüssigkeitsschichten gleicher Dichte ablesen, deren Geschwindigkeiten an der Grenzfläche eine Diskontinuität aufweisen [Chandrasekhar, 1961]. Hier bezeichnen \mathbf{v}_{rel} die Relativgeschwindigkeit der beiden Flüssigkeiten und $\hat{\mathbf{B}}_0$ und $\hat{\mathbf{k}}$ die jeweiligen Einheitsvektoren. Eine positive Anwachsrate Γ und damit Instabilität ergibt sich somit für den Fall [Frank et al., 1996]

$$v_A < \left| \frac{\hat{\mathbf{k}} \cdot \mathbf{v}_{\text{rel}}}{2\hat{\mathbf{k}} \cdot \hat{\mathbf{B}}_0} \right|. \quad (3.116)$$

Falls Magnetfeld, Relativgeschwindigkeit und Wellenvektor \mathbf{k} parallel sind, tritt somit Instabilität für Alfvén-Machzahlen $M_A > 2$ auf.

Durch eine endliche Dicke a der Übergangsschicht sinkt im allgemeinen die Anwachsrate unter den Wert in (3.115). Das Maximum der Anwachsrate Γ tritt nun bei Wellenzahlen $k \sim 1/a$ auf [Frank et al., 1996]. Eine Übergangsschicht endlicher Dicke stabilisiert somit die Moden mit besonders kurzen Wellenlängen $\lambda = 2\pi/k \ll a$, da sie die Divergenz der linearen Anwachsrate (3.115) für $\lambda \rightarrow 0$ verhindert, die bei einem unstetigen Übergang auftritt. Die Feldkomponente des Magnetfeldes parallel zur Übergangsschicht kann somit

aufgrund seiner magnetischen Spannung das Einsetzen der Kelvin-Helmholtz-Instabilität unterbinden, wenn ihr Wert die Ungleichung (3.116) mit umgekehrten Ungleichheitszeichen erfüllt. Aber auch schon schwächere Magnetfelder haben eine stabilisierende Wirkung auf die Scherströmung. Malagoli et al. (1996), Frank et al. (1996) und Birk et al. (2000) haben anhand von magnetohydrodynamischen und Plasma-Neutralgas-Simulationen gezeigt, daß auch ein schwaches Magnetfeld durch die einsetzende Kelvin-Helmholtz-Instabilität soweit verstärkt werden kann, daß es schließlich dynamisch relevant wird und eine vorzeitige Sättigung der Instabilität bewirkt. Die Wirbel können sich somit nur bis zu einem gewissen Grad ausbilden, und eine vollständige Durchmischung der beiden Fluide wird verhindert. Wie weit die Verstärkung geht, hängt dabei von der effektiven *magnetischen Reynoldszahl* $R_m = v_{\text{rel}}L/\tilde{\eta}$ mit der Systemskalenlänge L und dem resistiven Diffusionskoeffizienten $\tilde{\eta} = c^2/4\pi\sigma$ ($\sigma =$ elektrische Leitfähigkeit) ab. Diese bezeichnet das Verhältnis der Rate, mit der das Magnetfeld in einem Wirbel eingerollt wird, zur Rate, mit der es aus dem Wirbel herausdiffundiert.

Jedoch haben nicht nur Magnetfelder parallel zur Strömungsrichtung einen stabilisierenden Einfluß. Ein senkrechttes Magnetfeld erhöht die Phasengeschwindigkeit der magneto-sonischen Welle und reduziert damit die Anwachsrate der Kelvin-Helmholtz-Instabilität [Frank et al., 1996].

Es gibt einen weiteren entscheidenden Unterschied zwischen der hydrodynamischen und der magnetohydrodynamischen Behandlung der Kelvin-Helmholtz-Instabilität, wenn es sich um numerische Simulationen handelt. Während zweidimensionale hydrodynamische turbulente Strömungen Energie in einer invertierten Kaskade zu größeren Wellenlängen transportieren, transportieren magnetohydrodynamische turbulente Strömungen in zwei und drei Dimensionen stets Energie zu kleineren Wellenlängen [Pouquet, 1978], wo sie durch Viskosität und magnetische Rekonnexion dissipiert werden kann, so daß es zu einer früheren Sättigung der Kelvin-Helmholtz-Instabilität kommt. In rein hydrodynamischen, zweidimensionalen Simulationen besteht diese Möglichkeit nicht, so daß eine endgültige Sättigung erst durch Koaleszenz der Katzenaugen eintritt [Frank et al., 1996]. Auch Kompressibilität der Fluide senkt üblicherweise die Anwachsrate der Kelvin-Helmholtz-Instabilität [Frank et al., 1996]. Es besteht außerdem die Vermutung, daß sie zu einer Stabilisierung bei Scherströmungen mit Geschwindigkeiten im Bereich der Schallgeschwindigkeit führt [Frank et al., 1996; Malagoli et al., 1996]. Die in dieser Arbeit vorgestellten Simulationen behandeln beide Fluide — Plasma und Neutralgas — als nicht viskose, adiabatische und kompressible Flüssigkeiten. Daher erwartet man für die Kelvin-Helmholtz-Instabilität eine entsprechend geringere Anwachsrate.

Numerische Simulationen, die im Gegensatz zu analytischen Rechnungen auch das nicht-lineare Regime der Kelvin-Helmholtz-Instabilität untersuchen können (z.B. Frank et al., 1996; Malagoli et al., 1996), zeigen im wesentlichen drei aufeinanderfolgende Stadien: Die lineare Phase, in der die Störungen in der Strömungsgeschwindigkeit und dem Magnetfeld exponentiell wachsen, die dissipative Übergangsphase, in der die Verstärkung des Magnetfeldes sättigt und der Zerfall des Feldes durch magnetische Rekonnexion aufgrund physikalischer und numerischer Resistivitäten beginnt, und schließlich das Sättigungsstadium, in welchem kleinskalige, turbulente Bewegungen zerfallen und zu einem quasistationären Zustand mit laminarer Strömung, Magnetfeldern entlang der

Strömungsrichtung und einer verbreiterten Übergangsschicht führen [Malagoli et al., 1996].

Besitzen die beiden inkompressiblen Flüssigkeiten sowohl unterschiedliche Dichten ρ_1 und ρ_2 als auch unterschiedliche Magnetfelder \mathbf{B}_1 und \mathbf{B}_2 , so ist die Randschicht stabil gegen Kelvin-Helmholtz-Moden mit Wellenvektor \mathbf{k} , wenn gilt [Landau und Lifshitz, 1960; §53]; [Birk et al., 2000]:

$$(\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_{\text{rel}})^2 < \frac{1}{4\pi} \frac{\rho_1 + \rho_2}{\rho_1 \rho_2} \left[(\mathbf{k} \cdot \mathbf{B}_1)^2 + (\mathbf{k} \cdot \mathbf{B}_2)^2 \right]. \quad (3.117)$$

Falls das Magnetfeld zu schwach ist, um die Kelvin-Helmholtz-Instabilität vollständig zu unterdrücken, erhöht es dennoch die Anwachszeit τ_{KH} der Instabilität [Vikhlinin et al., 2001]:

$$\tau_{\text{KH}} = \Gamma^{-1} = k^{-1} \left[v_{\text{rel}}^2 \frac{\rho_1 \rho_2}{(\rho_1 + \rho_2)^2} - \frac{B_1^2 + B_2^2}{4\pi(\rho_1 + \rho_2)} \right]^{-1/2}. \quad (3.118)$$

Birk et al. (2000) demonstrierten anhand von dreidimensionalen Simulationen die Ausbildung einer Kelvin-Helmholtz-Instabilität und die damit verbundene Verstärkung der Magnetfelder in Plasma-Neutralgas-Systemen. Sie fanden heraus, daß sich die Anwachsrate im Plasma-Neutralgas-System nicht wesentlich von denen des reinen Plasmas unterscheiden, wenn Plasma- und Neutralgaskomponente mit demselben anfänglichen Scherströmungsprofil angesetzt werden. Bei den in dieser Arbeit vorgestellten Simulationen befindet sich anfangs jedoch nur das Plasma in Bewegung, so daß eine anwachsende Kelvin-Helmholtz-Instabilität dadurch gehemmt wird, daß nun ein Teil der kinetischen Energie der Plasmawirbel auf das Neutralgas übertragen wird. Dadurch steht den Plasmawirbeln insgesamt weniger Energie zur Verfügung, so daß das Neutralgas ähnlich wie auf Alfvénwellen [Birk und Otto, 1996] eine dämpfende Wirkung auf das Anwachsen von Kelvin-Helmholtz-Wirbeln hat. Wir erwarten daher im Plasma-Neutralgas-System eine geringere Anwachsrate als im vollständig ionisierten Plasma.

3.4.2 Simulation

In den vorhergehenden Abschnitten wurde gezeigt, daß sich das Magnetfeld in der magnetischen Barriere so einstellt, daß ein lokales Druckgleichgewicht zwischen Staudruck $\rho v^2/2$ und magnetischem Druck $B^2/8\pi$ herrscht. Aufgelöst nach der Relativgeschwindigkeit v ergibt dies, daß diese der lokalen Alfvéngeschwindigkeit $v_A = \sqrt{B^2/4\pi\rho}$ entspricht. Nach Gleichung (3.116) erwartet man ein Einsetzen der Kelvin-Helmholtz Instabilität an der Frontseite der HVC ($\mathbf{B} \parallel \mathbf{v}$ und $\mathbf{k} \perp \mathbf{v}$) nur für Alfvén-Machzahlen $M_A \geq 2$. Daher stabilisiert die Ausbildung einer magnetischen Barriere die Vorderseite der Wolke gegen den Champagner-Effekt. Anders hingegen stellt sich die Situation an den Flanken der Neutralgaswolke und im Schweif dar. Wie Abbildung 3.9 zeigt, sinkt die Magnetfeldstärke B längs den Flanken auf etwa die Hälfte ihres Maximalwertes ab und erreicht am Anfang der Schweifes ihr Minimum. Im Schweif selbst steigt das Magnetfeld erst wieder leicht an und fällt dann zum Ende des Schweifes auf seinen Hintergrundwert ab. Nach dem Instabilitätskriterium (3.116) ist das Auftreten einer Kelvin-Helmholtz-Instabilität am Anfang des Schweifes am wahrscheinlichsten. Bei allen bisher

beschriebenen Simulationen trat jedoch keine Instabilität auf, weder im Schweif noch an den Flanken der Wolken, selbst im Fall der hohen Alfvén-Machzahl (Abschnitt 3.2.6). Die im folgenden dargestellte Simulation zeigt jedoch, daß schon eine geringe Variation der Simulationsparameter zum Auftreten der Kelvin-Helmholtz-Instabilität führen kann. Andererseits belegt sie auch, daß eine solche Instabilität nur einen geringen Einfluß auf die Gesamtstabilität der HVC hat. Ihre Auswirkungen auf den magnetischen Schweif hingegen sind enorm.

Die Anfangskonfiguration der in diesem Abschnitt vorgestellten Simulation entspricht

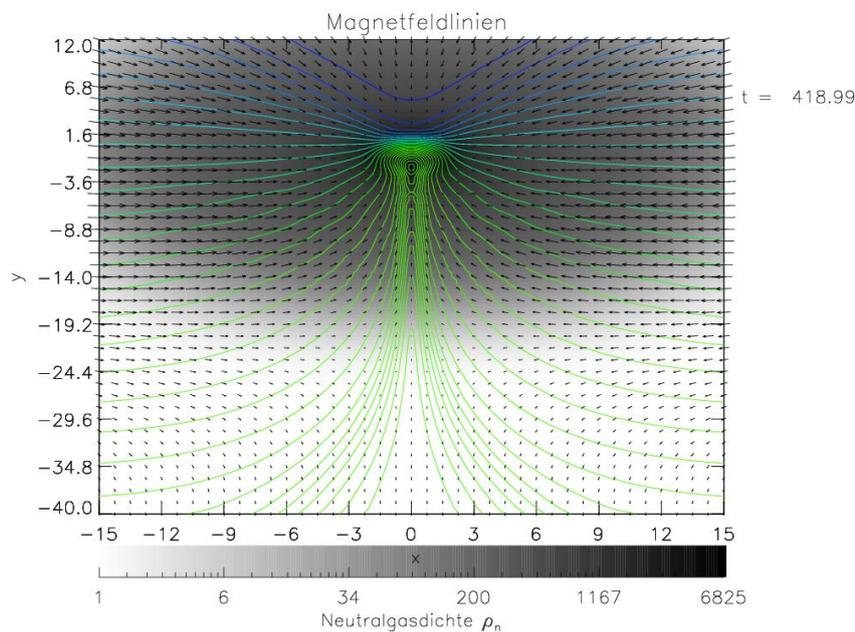
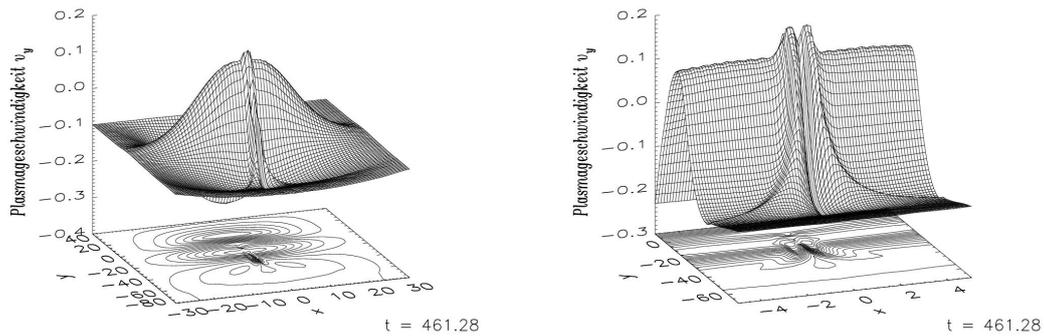


Abb. 3.44: Die Plasmaströmung \mathbf{v} , das Magnetfeld B und die Neutralgasdichte ρ_n kurz vor dem Einsetzen der Kelvin-Helmholtz-Instabilität

bis auf wenige Änderungen derjenigen von Abschnitt 3.2.1. Die wesentliche Änderung besteht darin, daß die maximale Dichte der Neutralgaswolke auf $\rho_{n0} + \rho_{\min} = 7501$ ($\rho_{n0} = 7500$) deutlich erhöht, während die Dichte und Temperatur des Hintergrundplasmas wie in Abschnitt 3.2.1 belassen wurden. Dadurch besitzt das Neutralgas außerhalb der Wolke aufgrund des anfänglichen Druckgleichgewichts eine etwa 750mal höhere Temperatur als das Plasma und dient somit als massives Wärmereservoir für letzteres. Aufgrund des großen Dichteunterschiedes zwischen Wolkenkern und Neutralgas im Außenraum der Wolke hat dieses äußere, heiße Neutralgas jedoch keinen relevanten Einfluß auf die Dynamik der HVC. Das Plasma außerhalb der HVC wird jedoch im Laufe der Simulation stetig durch Wärmeaustausch mit dem Neutralgas aufgeheizt, was da-

zu führt, daß das Plasma einem ständigen Druckgradienten zum Inneren der HVC hin ausgesetzt ist. Des weiteren wurde der Koeffizient ν_c der elastischen Stoßfrequenz ν_{12}^S mit einem Wert von $\nu_c = 8 \cdot 10^{-6}$ so angepaßt, daß die elastischen Stoßfrequenzen wie zuvor in der Größenordnung von etwa 0.1 liegen. Die Relativgeschwindigkeit $v_{y0} = -0.1$ ist dieselbe wie in Abschnitt 3.2.1, ebenso die Druck- und Dichteprofile von Plasma und Neutralgas. Lediglich das Integrationsgebiet wurde auf $[-30, 30] \times [-80, 40]$ vergrößert und die Auflösung in x -Richtung mit 253×303 Gitterpunkten deutlich erhöht, um die Plasmaströmungen im Schweif auflösen zu können. Der Integrationszeitschritt wurde auf $\Delta t = 10^{-3}$ halbiert, um numerische Stabilität zu garantieren. Das anfängliche Magnetfeld ist wie in Abschnitt 3.2.1 in x -Richtung und besitzt einen Wert von $B_{x0} = 0.01$. Während der Simulation wird das Magnetfeld wie in Abschnitt 3.2.5 durch $\mathbf{B} = B_{x0}\hat{x}$ am oberen Rand der Simulationsbox vorgegeben.

Wie in allen bisher beschriebenen Simulationen bildet die Plasmaströmung um die HVC



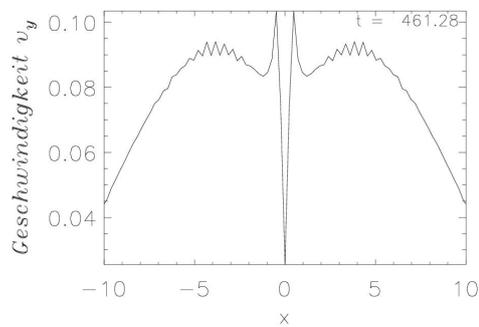
(a) Die Plasmageschwindigkeit v_y zum Zeitpunkt $t \approx 461\tau_A$

(b) Ausschnittsvergrößerung aus (a) im Bereich des Schweifkopfes

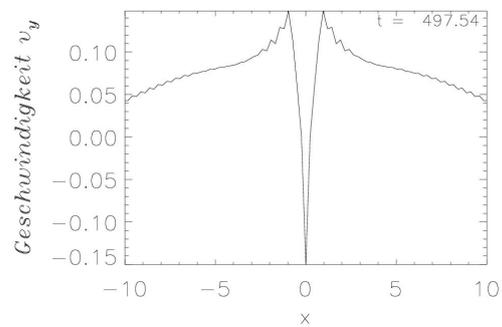
Abb. 3.45: Die drei Strömungsschichten im Schweif der HVC

eine magnetische Barriere und hinter ihr einen magnetischen Schweif durch Magnetfeldkompression und -streckung aus. In Abbildung 3.44 ist die Magnetfeldkonfiguration zum Zeitpunkt $t \approx 419\tau_A$ dargestellt, etwa 80 Alfvénzeiten vor dem Einsetzen der Kelvin-Helmholtz-Instabilität. Im Gegensatz zur Simulation von Abschnitt 3.2.5 wird in dieser Simulation jedoch Plasma mit hoher Geschwindigkeit von allen Seiten in das Zentrum der Wolke durch den Druckgradienten hineingesogen, was dazu einerseits dazu führt, daß die Feldlinien vor der Wolke nunmehr konkav statt konvex gekrümmt sind. Andererseits strömt auch Plasma entlang der Feldlinien ein, wie Abbildung 3.44 deutlich zeigt. Das Einströmen von Plasma in die Unterdruckregion ist Teil des Einschwingvorganges und endet erst, wenn der Ionisationsgrad der Wolke hoch genug und die magnetische

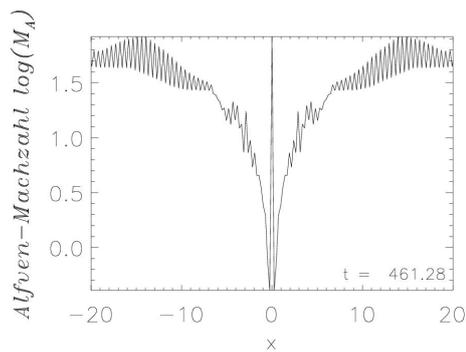
Barriere weit genug ausgebildet ist. Dieser Zustand wird in der vorliegenden Simulation jedoch nicht erreicht. Eine Konsequenz des Einströmens besteht in der Ausbildung einer dreifachen Strömungsschicht im Schweif der HVC, wie sie in Abbildung 3.45 für die y -Komponente der Plasmageschwindigkeit gezeigt ist. Das großskalige Profil zeigt die globale Strömung zum Wolkenzentrum hin, wo der Plasmadruck sein Minimum hat. Diesem überlagert ist die kleinskalige Mehrfachschrift des Schweifes, die in Abbildung 3.45(b) vergrößert dargestellt ist. Beide Graphiken zeigen das Strömungsprofil des Plasmas zum Zeitpunkt $t \approx 461\tau_A$ kurz vor dem Einsetzen der Kelvin-Helmholtz-Instabilität. Analysiert man den zeitlichen Verlauf der Simulation im Detail, so zeigt sich



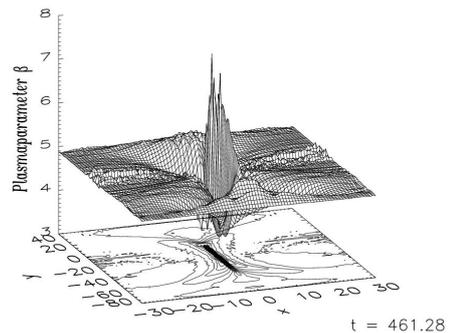
(a) x -Schnitt durch das v_y -Profil bei $y = -6.8$ zum Zeitpunkt $t \approx 461\tau_A$



(b) x -Schnitt durch das v_y -Profil bei $y = -14$ zum Zeitpunkt $t \approx 498\tau_A$



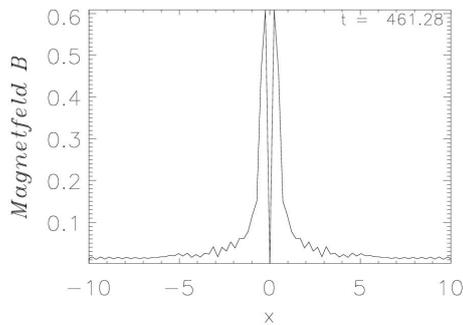
(c) x -Schnitt durch das Profil der Alfvén-Machzahl M_A bei $y = -6.8$ zum Zeitpunkt $t \approx 461\tau_A$



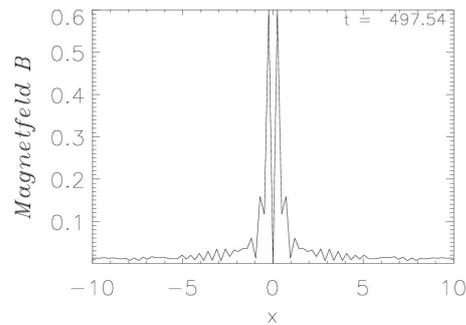
(d) Der Plasmaparameter $\beta = p_g/p_m$ zum Zeitpunkt $t \approx 461\tau_A$

Abb. 3.46: Der Zustand des Plasmas zum Zeitpunkt des Einsetzens der Kelvin-Helmholtz-Instabilität

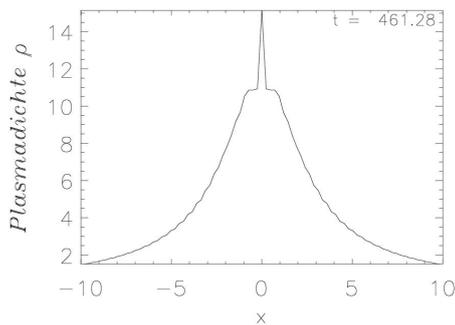
bei $y \approx -6.8$ zum Zeitpunkt $t \approx 461\tau_A$ eine schwache Störung in der Plasmageschwindigkeit v_x und der Plasmadichte ρ sowie bei $y \approx -14$ zum Zeitpunkt $t \approx 498\tau_A$ die deutliche Ausbildung zweier Wirbel in der Plasmaströmung. Um dies genauer zu untersuchen, sind in den Abbildungen 3.46(a)+(b) und 3.47(a)-(d) Schnitte der Größen v_y , B und ρ entlang der x -Achse bei den y -Werten $y = -6.8$ und $y = -14$ zu den Zeitpunkten $t \approx 461\tau_A$ bzw. $t \approx 498\tau_A$ dargestellt. In den Geschwindigkeitsschnitten erkennt man sehr deutlich die drei Strömungsschichten des magnetischen Schweifes. Während die innere Strömung von der Wolke wegzieht oder stark verlangsamt ist, strömt das Plasma in der Hülle des Schweifes rasch zur Wolke hin. Zusammen mit den äußeren, breiten Strömungen ergeben sich somit vier Randschichten mit Geschwindigkeitsgradienten als Übergangsschichten zwischen den einzelnen Strömungen. Von diesen zeigen zwei sehr



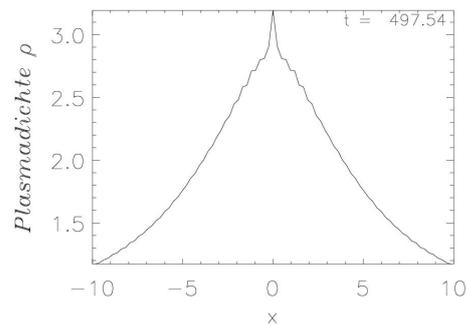
(a) x -Schnitt durch das Magnetfeld B bei $y = -6.8$ zum Zeitpunkt $t \approx 461\tau_A$



(b) x -Schnitt durch das Magnetfeld B bei $y = -14$ zum Zeitpunkt $t \approx 498\tau_A$



(c) x -Schnitt durch die Plasmadichte ρ bei $y = -6.8$ zum Zeitpunkt $t \approx 461\tau_A$



(d) x -Schnitt durch die Plasmadichte ρ bei $y = -14$ zum Zeitpunkt $t \approx 498\tau_A$

Abb. 3.47: Das Magnetfeld B und die Plasmadichte ρ in der instabilen Schicht

starke Geschwindigkeitsgradienten. Die Breiten der zentralen Randschichten — von Geschwindigkeitsmaximum zu -minimum — sind dabei in etwa $a_{(a)} = 0.5$ und $a_{(b)} = 1$. Sie sind somit nur wenige Gitterpunkte breit. Wertet man nun das normierte (rechte Seite mit 4π multiplizieren) Stabilitätskriterium (3.117) unter der Annahme aus, daß \mathbf{k} , \mathbf{B} und \mathbf{v}_{rel} parallel sind, und schätzt B_1 , B_2 , ρ_1 und ρ_2 jeweils durch die Extremwerte in den Randschichten aus den Abbildungen 3.46 und 3.47 ab, so ergeben sich für die linken Seiten ungefähr die Werte 0.005 und 0.09 und für die rechten Seiten 0.057 bzw. 0.25. In beiden Fällen läge also Stabilität vor, in letzterem jedoch nur knapp. Das Stabilitätskriterium (3.117) gilt für eine Randschicht mit infinitesimaler Breite. In der vorgestellten Simulation liegen jedoch insgesamt vier Randschichten endlicher Breite vor.

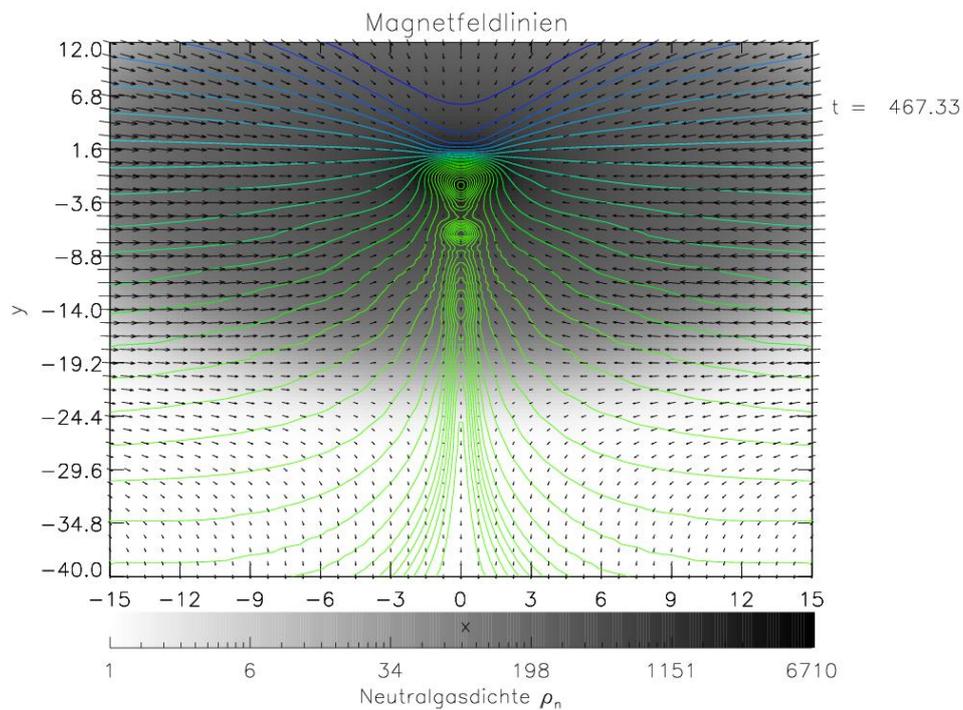


Abb. 3.48: Die Plasmaströmung, das Magnetfeld und die Neutralgasdichte zum Einsetzzeitpunkt $t \approx 467\tau_A$ der Kelvin-Helmholtz-Instabilität

Die endliche Breite führt zwar zu einer Stabilisierung der Moden mit sehr kurzen Wellenlängen $\lambda \ll 2\pi a$, die Mehrfachströmungsschichten destabilisieren die Randschichten jedoch stärker, als wenn nur eine Randschicht vorläge. Mittelt man die Magnetfeldstärke und die Plasmadichte über die jeweiligen Strömungsschichten, so ist für den späteren Zeitpunkt ($t \approx 498\tau_A$) bei $y = -14$ das Stabilitätskriterium nicht mehr erfüllt. Die frühere Störung zum Zeitpunkt $t \approx 461\tau_A$ ist somit aller Wahrscheinlichkeit nach keine

Kelvin-Helmholtz-Mode. Sie ist vielmehr auf das Einsetzen der Rekonnexion der Feldlinien (vgl. Kapitel 3.5) zurückzuführen. In allen bisherigen Simulationen hatte sich die geringe Hintergrundresistivität von $\eta_1 = 10^{-5}$, die numerische Resistivitäten überdecken soll, nicht bemerkbar gemacht. Sie konnten im Sinne der Magnetohydrodynamik als Simulationen idealer Plasmen mit unendlicher Leitfähigkeit bezeichnet werden. In der vorliegenden Simulation sind die auftretenden Skalenlängen der Magnetfeldgradienten

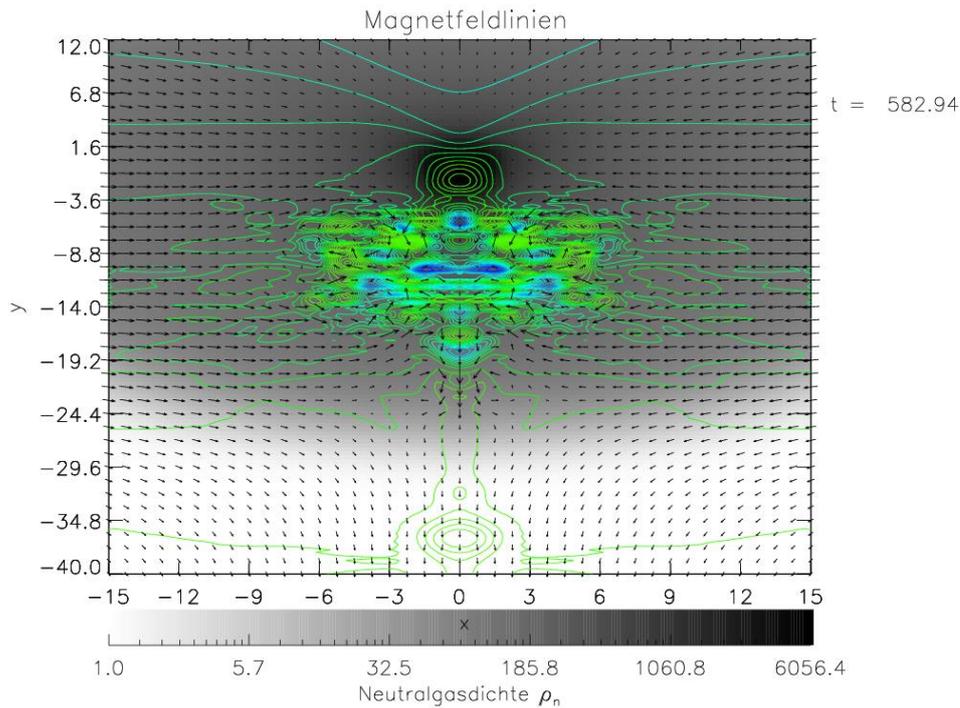
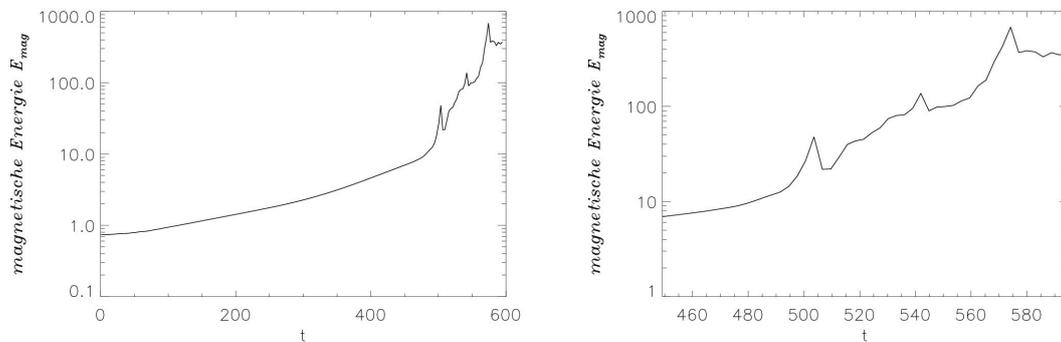


Abb. 3.49: Vollständiges Zerreißen des magnetischen Schweifes durch magnetische Rekonnexion im Zuge der Kelvin-Helmholtz-Instabilität zum Zeitpunkt $t \approx 583\tau_A$

jedoch so klein, daß sowohl die numerische Diffusion als auch die Hintergrundresistivität relevant werden. Dies zeigt sich in Abbildung 3.48, welche deutlich die Bildung eines sogenannten „O-Punkte“ am Kopf des magnetischen Schweifes zeigt. In ideal leitenden Plasmen ist eine solche Änderung der Topologie der Feldlinien nicht möglich [Kippenhahn und Möllenhoff, 1975; § 10]. Somit handelt es sich hier um Auswirkungen der vorgegebenen Hintergrundresistivität und der numerischen Diffusion. Die Hintergrundresistivität verhindert dabei, daß die diffusiven Effekte völlig unkontrolliert ablaufen, indem sie eine künstliche Diffusion einfügt, die für die meisten Situation die numerische Diffusion überdeckt. In dieser Simulation ist dies nicht der Fall, so daß die numeri-

sche Diffusion eine gewisse Auswirkung auf die Entwicklung des Plasmas und seiner Strömung hat. Jedoch ist sie weder der Auslöser der Kelvin-Helmholtz-Instabilität noch überdeckt sie deren charakteristische Geschwindigkeitssignatur. Dies läßt sich u.a. an den gerade besprochenen x -Schnitten zeigen. Während beide Schnitte Gebiete magnetischer Diffusion darstellen, handelt es sich in der Region um $y = -6.8$ nicht um eine Kelvin-Helmholtz-Mode, während im zweiten Fall mit sehr hoher Wahrscheinlichkeit eine solche Mode vorliegt. Dennoch gibt es eine gewisse Interaktion, was man daran erkennt, daß sich das Gebiet, in welchem magnetische Rekonnexion stattfindet, mit dem Anwachsen der Kelvin-Helmholtz-Instabilität schnell auch von der Schweifachse weg ausbreitet (Abb. 3.49). Dabei ist es die Kelvin-Helmholtz-Instabilität, welche letztend-



(a) Die zeitliche Entwicklung der magnetischen Energie E_{mag} im Integrationsgebiet

(b) Die zeitliche Entwicklung von E_{mag} nach dem Einsetzen der Kelvin-Helmholtz-Instabilität

Abb. 3.50: Zunahme der magnetischen Gesamtenergie durch die Kelvin-Helmholtz-Instabilität

lich die magnetische Rekonnexion treibt und nicht umgekehrt. Das klarste Indiz hierfür findet sich in der zeitlichen Entwicklung der magnetischen Gesamtenergie

$$E_{\text{mag}} = \int_{\mathcal{S}} W_{\text{mag}} dA = \sum_{i,j} B_{x_i,y_j}^2 \Delta x \Delta y . \quad (3.119)$$

Hier bezeichnen $W_{\text{mag}} = B^2$ die magnetische Energiedichte und Δx und Δy die (äquidistanten) Gitterabstände in x - bzw. y -Richtung. Das Integral ist über das gesamte Simulationsgebiet \mathcal{S} zu nehmen. Das Ergebnis dieser Integration ist in Abbildung 3.50 logarithmisch gegen die Zeit t aufgetragen, wobei Abbildung 3.50(b) den zeitlichen Ausschnitt ab dem Einsetzen der Kelvin-Helmholtz-Instabilität darstellt. Man erkennt klar, daß zum

Zeitpunkt $t \approx 490\tau_A$ eine äußerst effektive Magnetfeldverstärkung einsetzt. Während die magnetische Energie im Integrationsgebiet während der ersten 490 Alfvénzeiten durch die Ausbildung der magnetischen Barriere und des Schweifes zwar exponentiell, aber dennoch nur um eine Größenordnung anwächst, steigt sie innerhalb der letzten 100 Alfvénzeiten um beinahe zwei Größenordnungen an. Ein solch deutlicher Anstieg der magnetischen Feldenergie kann durch die Kelvin-Helmholtz-Instabilität erklärt werden [Birk et al., 2000]. Das Auftreten der charakteristischen, wirbelartigen Strömungsmuster ab dem Zeitpunkt $t \approx 490\tau_A$ ist ein weiterer Hinweis auf eine solche Instabilität. Die mit ihr verbundene Magnetfeldkompression und -verwirbelung führt dabei zu massiver Rekonnexion und Dissipation von magnetischer Energie. Diese wird immer wieder lokal sehr schnell freigesetzt, wie man an den abrupten Abstürzen in der Kurve in Abbildung 3.50(b) erkennen kann. Im Zeitmittel nimmt die magnetische Gesamtenergie des Systems jedoch erheblich zu, indem die Kelvin-Helmholtz-Moden Energie aus den Plasmapwirbeln in das Magnetfeld transportieren.

In Abbildung 3.46(c) ist der Zehnerlogarithmus der Alfvén-Machzahl $\log M_A$ für den

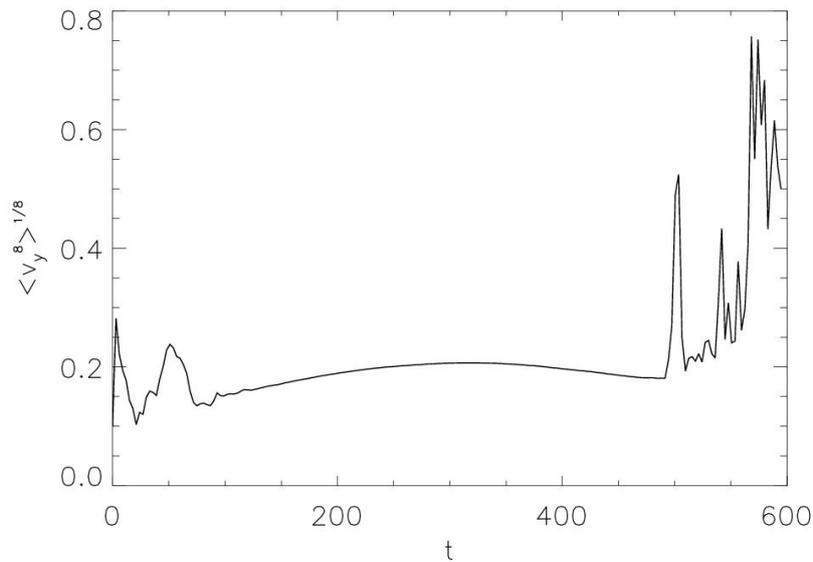


Abb. 3.51: Die zeitliche Entwicklung der mittleren v_y -Streuung $\langle v_y^8 \rangle^{1/8}$

x -Schnitt bei $y = -6.8$ dargestellt. Die Kurve zeigt, daß die lokalen Alfvén-Machzahlen in der Größenordnung von 10 liegen und somit durchaus genügend kinetische Energie vorhanden ist, um eine Kelvin-Helmholtz-Mode anzuregen und aufrechtzuerhalten. Dabei handelt es sich bei dem gesamten Plasma im Schweif um ein thermisch dominiertes

Plasma mit hohem Plasmaparameter $\beta = p_g/p_m$, wobei p_g der Gas- und p_m der magnetische Druck sind (Abb. 3.46(d)). Das Magnetfeld wird erst durch die enorme Verstärkung durch die Kelvin-Helmholtz-Instabilität dynamisch relevant.

Vor dem Einsetzen der Instabilität strömt das Plasma laminar mit relativ konstan-

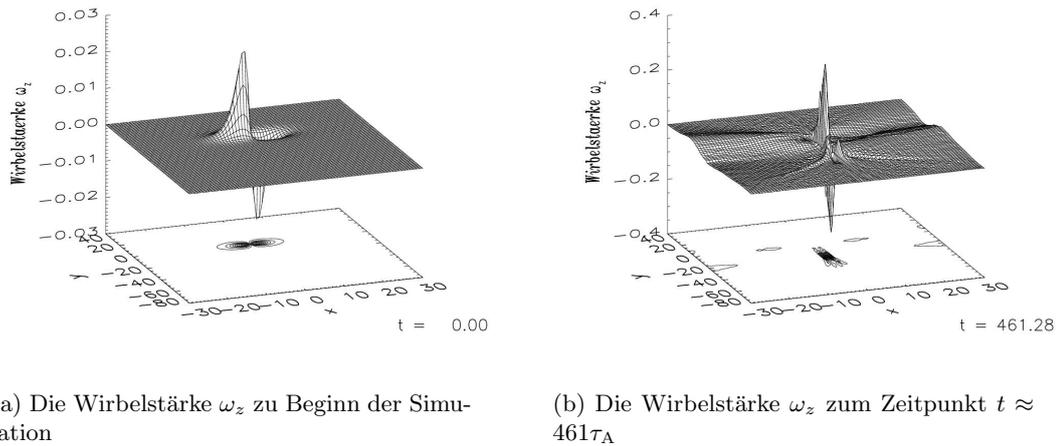


Abb. 3.52: Die Entwicklung der Wirbelstärke ω_z bis zum Einsetzen der Kelvin-Helmholtz-Instabilität

ter v_y -Geschwindigkeit entlang des magnetischen Schweifes. Während der nichtlinearen Phase der Instabilität bilden sich jedoch die charakteristischen Wirbel mit großen Schwankungen in den v_y -Geschwindigkeiten aus. Daher läßt sich das Einsetzen der Kelvin-Helmholtz-Instabilität auch an einer Darstellung der zeitlichen Entwicklung der mittleren v_y -Streuung $\langle v_y^8 \rangle^{1/8}$ ablesen (Abb. 3.51). Der hohe Exponent wurde hier zur Erhöhung des Kontrastes zwischen den eher kleinen Geschwindigkeiten der laminaren Strömung und den hohen Geschwindigkeiten in den Wirbel gewählt. Man erkennt deutlich das Einsetzen der Instabilität zum Zeitpunkt $t \approx 490\tau_A$.

Das charakteristische Kennzeichen der Kelvin-Helmholtz-Instabilität sind die Wirbel, die sich in der Plasmaströmung ausbilden. Daher ist in den Abbildungen 3.52 und 3.55 die z -Komponente der *Wirbelstärke* $\boldsymbol{\omega} = \nabla \times \boldsymbol{v}$ des Plasmas dargestellt. Die Abbildung 3.52 zeigt die Entwicklung von ω_z bis zum Einsetzen der Kelvin-Helmholtz-Instabilität. Zu Beginn der Simulation weist die Wirbelstärke nur zwei Spitzen im Bereich der HVC auf, die durch das anfängliche Strömungsprofil vorgegeben sind. Diese wachsen im Laufe der Zeit dadurch an, daß Plasma um die Wolke herumgelenkt wird. Zum Zeitpunkt $t \approx 461\tau_A$ sind jedoch zwei zusätzliche Maxima der Wirbelstärke im Bereich des Schweifes entstanden. Diese weisen auf die sich entwickelnde Kelvin-Helmholtz-Instabilität hin. Nach deren Einsetzen wächst die Wirbelstärke lokal sehr stark an. Besitzt sie vor diesem

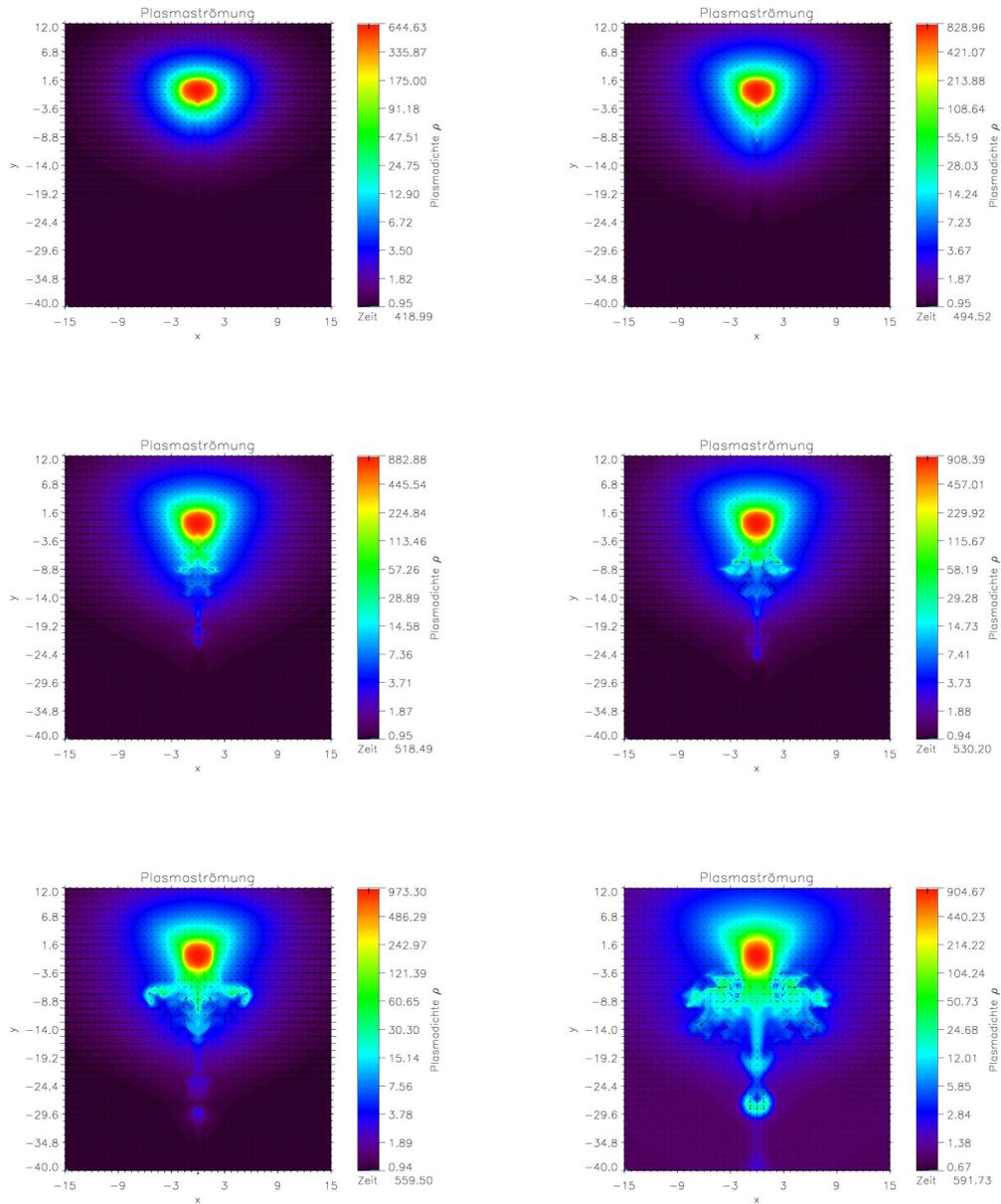


Abb. 3.53: Die Plasmaströmung und -dichte während der linearen und nichtlinearen Phase der Kelvin-Helmholtz-Instabilität

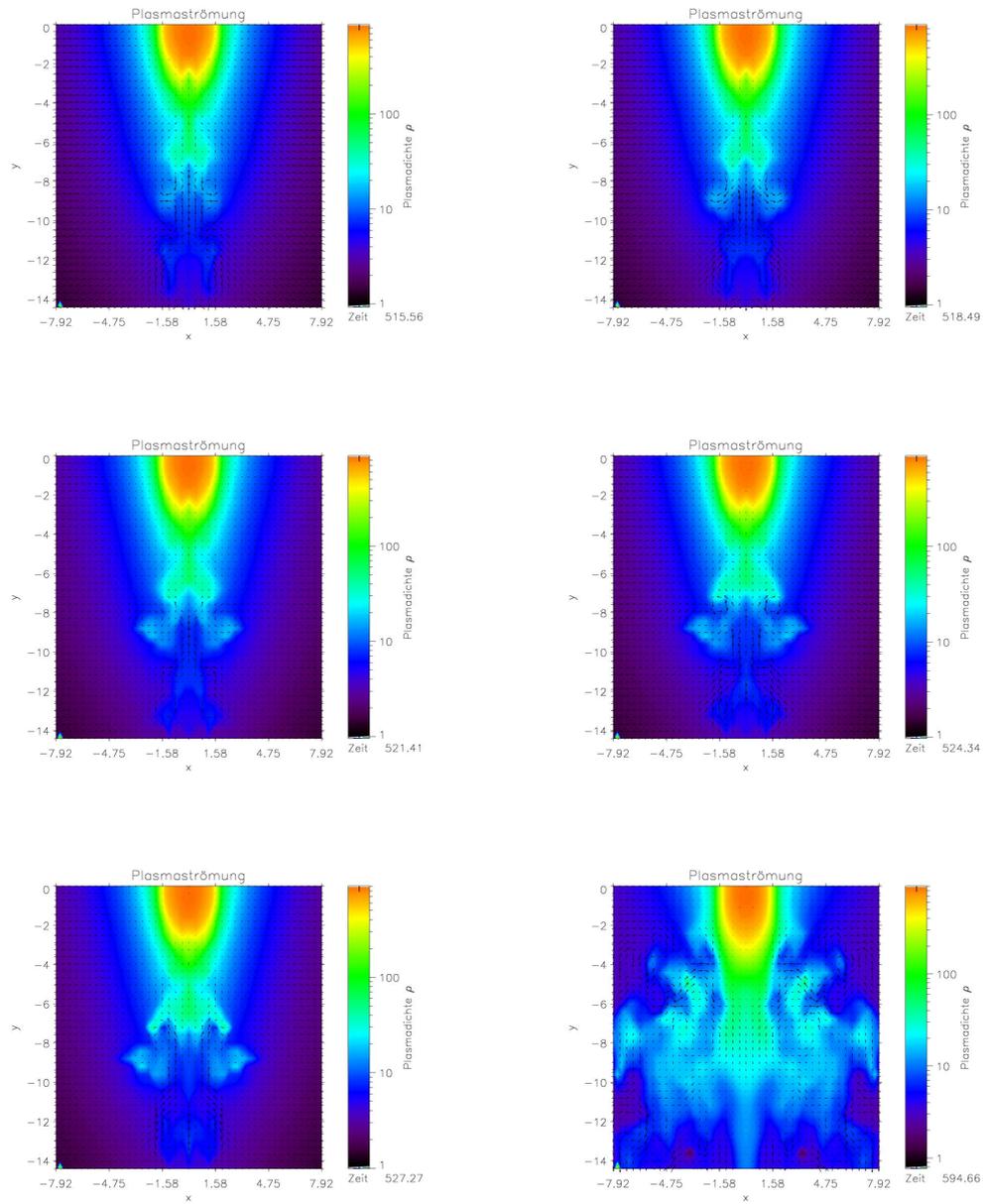
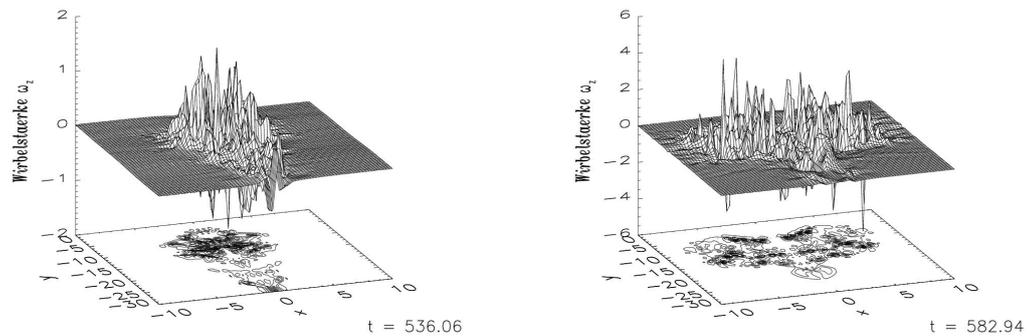


Abb. 3.54: Die Plasmaströmung und -dichte in Ausschnittsvergrößerungen der Kelvin-Helmholtz-instabilen Region

Zeitpunkt Werte von der Größenordnung 0.1, so ist sie während der nichtlinearen Phase der Kelvin-Helmholtz-Instabilität von der Größenordnung eins. In der Abbildung 3.55 ist die Wirbelstärke ω_z zu den späten Zeitpunkten $t \approx 536\tau_A$ und $t \approx 583\tau_A$ dargestellt. Die Abbildung verdeutlicht, wie rasch sich die Kelvin-Helmholtz-Moden von der Schweifachse weg ausbreiten und gegen Ende der Simulation den gesamten oberen Teil des Schweißes erfaßt haben. Die Wirbelstärke ist dabei sehr lokalisiert und weist eine turbulente Struktur auf. Ihre Werte zeigen, daß die Kelvin-Helmholtz-Wirbel die Plasmadynamik des Schweißkopfes dominieren und die ursprünglich laminare Strömung entlang des Schweißes in eine turbulente Phase übergegangen ist, in welcher eine starke, turbulente Magnetfeldverstärkung auftritt.

Die Entwicklung der Kelvin-Helmholtz-Instabilität in der linearen und nichtlinearen



(a) Die Wirbelstärke ω_z zum Zeitpunkt $t \approx 536\tau_A$

(b) Die Wirbelstärke ω_z gegen Ende der Simulation

Abb. 3.55: Die lokale Zunahme der Wirbelstärke ω_z nach dem Einsetzen der Kelvin-Helmholtz-Instabilität

Phase ist in den Abbildungen 3.53 und 3.54 graphisch dargestellt. Beide Abbildungen zeigen eine Reihe von Momentaufnahmen der Plasmaströmung \mathbf{v} und der Plasmadichte ρ in der oberen Schweißregion zu unterschiedlichen Zeitpunkten vor und nach dem Einsetzen der Instabilität. In Abbildung 3.53 ist die Globalansicht der oberen Schweißregion zu sehen. Die erste Teilgraphik zeigt die HVC vor dem Einsetzen der Instabilität. Das Plasma strömt hier noch laminar zum Wolkenzentrum hin. In der zweiten Abbildung hat sich ein verstärkter Plasmaausfluß bei $y \approx -14$ entlang der Schweifachse gebildet. Dieser erhöht die Relativgeschwindigkeit zwischen Schweifachse und -hülle und läßt den Schweiß an dieser Stelle Kelvin-Helmholtz instabil werden. Das dritte Teilbild zeigt das Ende der linearen Phase der Kelvin-Helmholtz-Instabilität. Die sich ausbildenden Moden propagieren schweißaufwärts zur Wolke hin und bilden dort im vierten Bild zwei ausgeprägte

Plasmawirbel, die den Beginn der nichtlinearen Phase der Instabilität markieren. In den letzten beiden Teilbildern breitet sich die Wirbelbildung auch auf Gebiete fern der Schweifachse aus und erfaßt schließlich den gesamten oberen Bereich des Schweifes. Das letzte Teilbild zeigt darüber hinaus die Bildung und das Ausschließen eines Plasmoids mit hoher superalfvénischer Geschwindigkeit ($M_A \sim 20$) entlang der Schweifachse. In der Tat hat die Kelvin-Helmholtz-Instabilität einen massiven Einfluß auf die Plasmasdichte (vgl. [Birk et al., 2000](#)). Dies ist in [Abbildung 3.54](#) anhand der zeitlichen Entwicklung eines Plasmawirbels verdeutlicht. Die ersten fünf Teilbilder zeigen eine Abfolge von Ausschnitten aus dem oberen Bereich des Schweifes. Das Augenmerk sei hier auf die beiden Wirbel bei $y \approx -8$ zu beiden Seiten der Schweifachse gerichtet. Wie zwei Walzen zermahlen sie den Plasmaschweif zwischen sich und transportieren Schweifplasma von der Achse weg (grünliche Gebiete). Man erkennt, wie sich zwei Plasmawolken vom zentralen Schweifplasma seitlich entfernen. In der vierten Teilabbildung haben sich die ursprünglichen Wirbel selbst von der Schweifachse abgelöst und abgeschwächt. An ihrer ursprünglichen Position haben sich jedoch zwei neue, entgegengesetzt orientierte Wirbel gebildet, die erneut Plasmaklumpen aus dem Schweif heraustrennen. Dieser Prozeß der Fragmentierung schreitet solange fort, solange die Kelvin-Helmholtz-Instabilität aktiv ist. Das letzte Teilbild zeigt den oberen Teil des Schweifes am Ende der Simulation. Das Plasma weist zu diesem Zeitpunkt eine stark fragmentierte Struktur auf, die aus lokalen Plasmaklumpen und diffusen Filamenten besteht. Durch Stöße mit dem Neutralgas überträgt sich die Fragmentierung schließlich auch teilweise auf den Neutralgasschweif. Aus Stabilitätsgründen wurde diese Phase des nichtlinearen Wachstums der Instabilität in der Simulation jedoch nicht erreicht. Die dichten Plasma- und Neutralgasklumpen können nun ihrerseits durch Strahlungsverluste thermisch instabil werden und zu kleineren Neutralgaswolken kondensieren (z.B. [Burkert und Lin, 2000](#)). Auf diese Weise lassen sich unter Umständen das Entstehen weiträumiger HVC-Komplexe mit Unterwolken unterschiedlicher Größe und die fragmentierte Natur einiger HVC-Schweife [[Brüns et al., 2001](#)] erklären. Es sei jedoch betont, daß die Kelvin-Helmholtz-Instabilität in der vorgestellten Simulation trotz ihres fortgeschrittenen nichtlinearen Stadiums lediglich den Schweif berührt und die eigentliche Neutralgaswolke dadurch nicht beeinflusst wird. Ein Champagner-Effekt oder ein ähnliches Zerreißen der HVC findet nicht statt. Deren dynamische Stabilität ist selbst nach dem Einsetzen der Kelvin-Helmholtz-Instabilität im Schweif dauerhaft gewahrt.

Wie unterschiedlich stark die Kelvin-Helmholtz-Instabilität die beiden Komponenten Plasma und Neutralgas beeinflusst, läßt sich am besten anhand ihrer *Enstrophien* zeigen. Die Enstrophien sind gemäß ihrer Definition

$$W_i = \langle (\nabla \times \mathbf{v}_i)^2 \rangle, \quad i = p, n \quad (3.120)$$

mit räumlicher Mittelung über das Integrationsgebiet ein Maß für die mittlere Wirbelstärke ω . In [Abbildung 3.56](#) sind die zeitlichen Verläufe der Enstrophien des Plasmas (a) und des Neutralgases (b) dargestellt. Während das Einsetzen der Kelvin-Helmholtz-Instabilität deutlich an einem sprunghaften Anstieg der Plasma-Enstrophie um etwa zwei Größenordnungen zu erkennen ist, läßt sich das Einsetzen in der Neutralgas-Enstro-

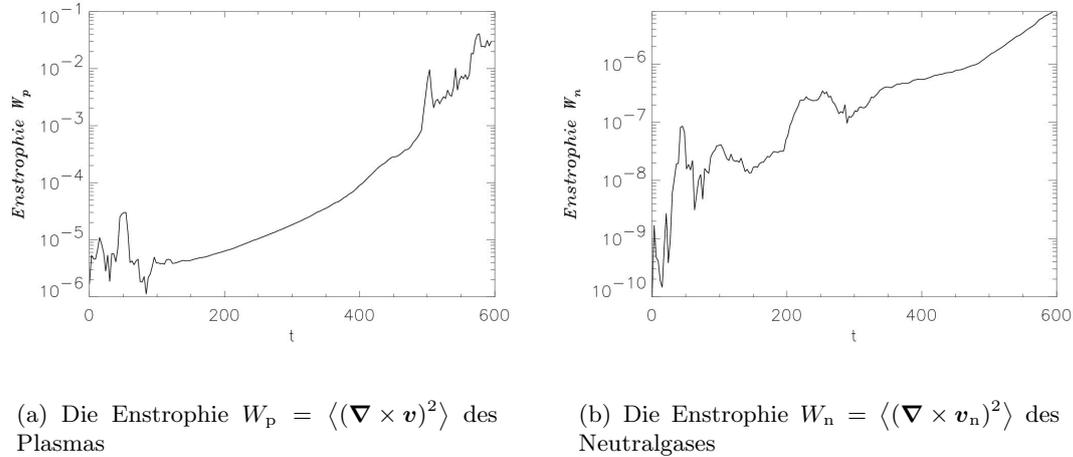


Abb. 3.56: Die zeitliche Entwicklung der Enstrophien von Plasma und Neutralgas

phie nicht klar erkennen. Insgesamt liegen die Enstrophie-Werte des Neutralgases etwa vier Zehnerpotenzen unter denen des Plasmas. Dies liegt darin begründet, daß das Neutralgas durch Plasma-Neutralgas-Stöße nur indirekt an der Dynamik der im Plasma entstehenden Kelvin-Helmholtz-Moden teilnimmt, und es außerdem das Plasma ist, welches um die Neutralgaswolke herumströmen muß. Die Wirbelbewegungen des Plasmas können sich nur über die elastischen Stoßterme der Neutralgas-Impulsbilanzgleichung (3.66) auf das Neutralgas übertragen. Die elastischen Stoßfrequenzen ν_{12}^S liegen dabei in der Größenordnung von 0.1, so daß die typische Zeitskala für den Impulsausgleich zwischen Plasma und Neutralgas etwa 10 beträgt. Da die Wirbelbildung und -entwicklung durch die Kelvin-Helmholtz-Moden im Plasma jedoch deutlich schneller abläuft, erfährt das Neutralgas lediglich einen gemittelten Impulsübertrag aus den Plasmawirbeln. Daher ändert sich seine Enstrophie beim Einsetzen der Kelvin-Helmholtz-Instabilität nur wenig.

Zuletzt sei noch angemerkt, daß die charakteristische Ausdehnung der in der Simulation auftretenden Wirbel bei $\lambda \approx 3$ liegt. Ausgehend von einer ursprünglichen Dicke der Übergangsschicht von 0.5–1 folgt daraus, daß die schnellstwachsenden Moden diejenigen mit der kleinsten erlaubten Wellenlänge sind.

Summa summarum demonstriert die in diesem Abschnitt dargestellte Simulation anschaulich, wie empfindlich ein Plasma-Neutralgas-System auf eine Veränderung der Ausgangsparameter reagiert, wenn es um die Anregung von Kelvin-Helmholtz-Moden geht. Sie zeigt aber auch, daß eine Kelvin-Helmholtz-Instabilität zwar zum Zerreißen des Schweifes, nicht aber zur Auflösung der eigentlichen HVC führt. Selbstverständlich kann nur eine Parameterstudie zeigen, wie stark der Einfluß der Kelvin-Helmholtz-Instabilität auf die Neutralgaswolke von der Anfangskonfiguration abhängt. Zusammen mit den bisher dargestellten Simulationen ergibt sich jedoch ein beachtlicher Parameterbereich, über den die eigentliche HVC durch die magnetische Barriere dynamisch stabilisiert ist.

3.5 Rekonnexion im Schweif

3.5.1 Theorie der magnetischen Rekonnexion

Resistive Magnetohydrodynamik

In allen bisher in diesem Kapitel vorgestellten Simulationen wurde die Plasmakomponente mit Ausnahme der dynamisch unerheblichen Hintergrundresistivität als *ideal leitend* behandelt. Die Ohmsche Leitfähigkeit $\sigma = \omega_{pe}^2 / 4\pi\nu_{coll}$ bzgl. der Teilchenstöße im Plasma ist für das Haloplasma der Milchstraße aufgrund der äußerst kleinen mittleren Stoßfrequenz ν_{coll} für Elektron-Ion-Stöße sehr hoch, so daß das Plasma in guter Näherung als stoßfrei in kinetischer Hinsicht oder ideal in magnetohydrodynamischer Sicht angesehen werden kann (vgl. Kapitel 3.1.1). Auf kleinen Skalen können jedoch auch in sehr dünnen Plasmen wie dem Haloplasma *lokale Nichtidealitäten* auftreten, die zu einer endlichen Leitfähigkeit σ führen. Diese gehen in der kinetischen Beschreibung auf die Wechselwirkung der Teilchen mit Wellen und Fluktuationen zurück und werden durch eine *anomale Stoßfrequenz* ν_{an} charakterisiert (siehe folgenden Abschnitt). Die Relevanz solcher lokalen Nichtidealitäten wurde bereits im Zusammenhang mit der Kelvin-Helmholtz-Instabilität in bezug auf die numerische Resistivität deutlich. In diesem Unterkapitel wird nun explizit der Einfluß einer physikalischen Nichtidealität des Plasmas auf die magnetische Barriere und den magnetischen Schweif untersucht. Daher soll hier ein kurzer Einblick in die Theorie der magnetischen Rekonnexion gegeben werden. Eine ausführliche Beschreibung findet sich u.a. in [Priest und Forbes, 2000].

Eine entscheidende Konsequenz der idealen Leitfähigkeit eines Plasmas ist die Tatsache, daß der magnetische Fluß Φ durch die von einer „flüssigen Linie \mathcal{C} “ umschlossene Fläche \mathcal{F} zeitlich konstant ist [Kippenhahn und Möllenhoff, 1975; §10]. Die flüssige Linie bezeichnet dabei eine geschlossene Kurve, die sich mit dem Plasma mitbewegt. Anschaulich bedeutet somit die Konstanz des magnetischen Flusses, daß sich die magnetischen

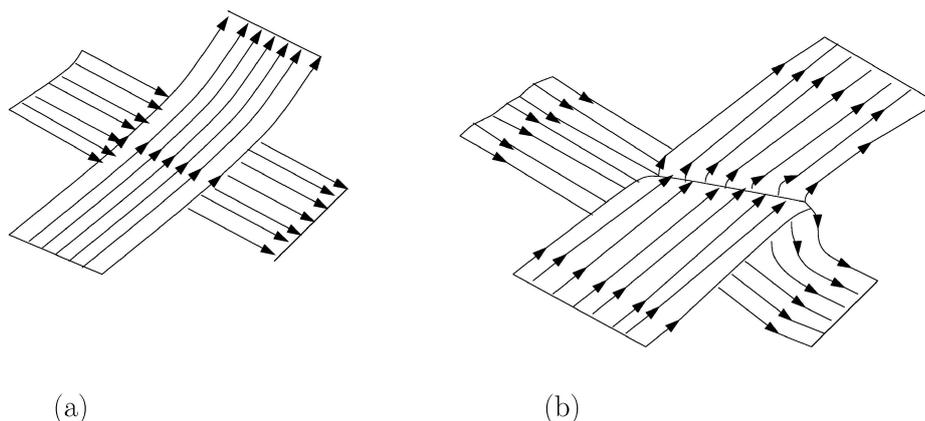


Abb. 3.57: Änderung der Topologie von Magnetfeldlinien durch magnetische Rekonnexion an einer Tangentialdiskontinuität

Feldlinien im idealen Plasma mit der Plasmamaterie mitbewegen; sie sind bei unendlicher Leitfähigkeit „eingefroren“. Keine Feldlinie kann die flüssige Linie im Laufe der Zeit überqueren, so daß die anfängliche Topologie im idealen Plasma stets erhalten bleibt. Ein Plasmaelement, welches einmal mit einer Feldlinie verknüpft war, bleibt dies für alle Zeiten. Diese topologische Starrheit (engl. *connection*) ist eine charakteristische Eigenschaft des idealen Plasmas.

In der *resistiven Magnetohydrodynamik* jedoch gilt diese Starrheit nicht mehr. Eine endliche Leitfähigkeit σ führt zu einer nichtverschwindenden *Resistivität*

$$\eta \equiv \sigma^{-1} \quad (3.121)$$

bzw. *resistiven Diffusionskoeffizienten*

$$\tilde{\eta} \equiv \frac{c^2}{4\pi\sigma} . \quad (3.122)$$

Das elektrische Feld \mathbf{E} und die elektrische Stromdichte \mathbf{j} sind in der resistiven Magnetohydrodynamik durch das Ohmsche Gesetz (3.61) verknüpft. Dieses lautet (nicht normiert) unter Vernachlässigung des Hall-Terms und des Elektronendruck-Terms:

$$\mathbf{E} = -\frac{1}{c}\mathbf{v} \times \mathbf{B} + \eta\mathbf{j} . \quad (3.123)$$

Dadurch ergeben sich in der Induktionsgleichung

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \frac{c^2}{4\pi}\eta \nabla^2 \mathbf{B} + (\nabla \times \mathbf{B}) \times \nabla \frac{c^2}{4\pi}\eta , \quad (3.124)$$

bzw. in deren normierten Form mit $\tilde{\eta} = c^2\eta/4\pi$ und nach Weglassen des $\hat{}$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \tilde{\eta} \nabla^2 \mathbf{B} + (\nabla \times \mathbf{B}) \times \nabla \tilde{\eta} \quad (3.125)$$

zwei zusätzliche resistive Terme, die eine Änderung des magnetischen Flusses durch Annihilation und Diffusion oder auch magnetische Rekonnexion erlauben. Bei der *Annihilation* wird magnetische Energie über die Ohmsche Dissipation ηj^2 in thermische Energie umgewandelt, es werden also Feldlinien vernichtet. Bei der *magnetischen Rekonnexion* werden Plasmaelemente, die ursprünglich mit einer Feldlinie verknüpft waren, mit einer anderen Feldlinie verknüpft, sie werden „rekonnetiert“. Dabei kann es zu einer globalen Änderung der Feldlinientopologie kommen. Ein solcher Vorgang ist in Abbildung 3.57 dargestellt. Man spricht allgemein von einer Tangentialdiskontinuität, wenn die Tangentialkomponente des Magnetfeldes beim Durchgang durch die Diskontinuitätsfläche unstetig ist, während die Normalkomponente stetig bleibt [Parker, 1994]. Tangentiale Diskontinuitäten trennen somit Bereiche unterschiedlicher Topologie in Form einer Separatrix voneinander. Bei der magnetischen Rekonnexion kann diese Topologie geändert werden, indem Plasma durch die Diskontinuitätsfläche strömt. Dies setzt eine wenigstens lokale Aufhebung der Eingefrorenheit der Feldlinien voraus. Diese Definition der magnetischen Rekonnexion stammt ursprünglich von Axford (1984) und

wurde von [Schindler et al. \(1988\)](#) als allgemeine Definition der magnetischen Rekonnexion vorgeschlagen, da sie auch für den dreidimensionalen Fall ihre Gültigkeit bewahrt. Sie ist eine Verallgemeinerung der von [Vasyliunas \(1975\)](#) vorgeschlagenen Definition, nach welcher die magnetische Rekonnexion (engl. auch *field line merging*) ein Prozeß ist, bei dem Plasma durch eine Oberfläche fließt, die Regionen mit unterschiedlichen Feldlinientopologien voneinander trennt. Als Charakteristikum eines Plasmaflusses durch eine solche *Separatrix* formuliert er eine Komponente des elektrischen Feldes parallel zu dieser, so daß somit eine lokale Verletzung der Idealität vorliegen muß [[Schindler et al., 1988](#)].

Die drei Terme in der Faradayschen Gleichung (3.125) haben sehr unterschiedliche physikalische Auswirkungen. Der *konvektive* Term $\nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B})$ beschreibt das Mitführen der eingefrorenen Feldlinien und kann somit als Generatorterm angesehen werden. Er ermöglicht es, kinetische Energie des Plasmas in magnetische Energie umzuwandeln, und ist für die Magnetfeldkompression und -verstärkung in der magnetischen Barriere und dem magnetischen Schweif verantwortlich. Dahingegen führt der *Diffusionsterm* $\eta \nabla^2 \mathbf{B}$ dazu, daß Feldlinien durch das Plasma hindurch diffundieren und somit lokale Maxima im Magnetfeld abgebaut werden. Er limitiert somit zusammen mit der Relativgeschwindigkeit von HVC und Plasma die maximale magnetische Feldstärke in der magnetischen Barriere. Die *magnetische Rekonnexion* schließlich wird insbesondere durch den dritten Term $(\nabla \times \mathbf{B}) \times \nabla \eta$ bewirkt, da magnetische Rekonnexion vor allem an Stellen starker lokaler Nichtidealitäten, also an Stellen mit einem großen Gradienten in der Resistivität auftritt [[Ugai, 1992](#); [Konz et al., 2000](#)]. Diese Auswirkungen einer solchen lokalen Nichtidealität auf magnetische Barriere und Schweif von HVCs sind Gegenstand der Untersuchung in diesem Unterkapitel.

Das Verhältnis des konvektiven Termes in der Faradayschen Gleichung (3.125) zum diffusiven Term definiert die sogenannte *magnetische Reynoldszahl* (in normierten Einheiten)

$$R_m \equiv \frac{Lv}{\eta}, \quad (3.126)$$

wobei L die charakteristische Länge der Feldvariationen und v die (typische) Geschwindigkeit des Plasmas ist. Sie gibt den Grad der Kopplung zwischen dem Plasmafluß und dem magnetischen Feld an. Für sehr kleine Reynoldszahlen $R_m \ll 1$, wie sie häufig in Laborplasmen auftreten, ist die Kopplung gering, d.h. das Plasma bewegt sich relativ unbeeinflusst von den Feldlinien. Dagegen sind die Reynoldszahlen bei astrophysikalischen Plasmen im Regelfall sehr groß, so daß die magnetischen Feldlinien eingefroren sind. Bei der im folgenden beschriebenen Simulationen bewegen sich die magnetischen Reynoldszahlen zwischen $\sim 10^4$ für die als ideal behandelten Gebiete und 10^2 für die diffusiven Regionen.

Ist die typische Geschwindigkeit des Problems die Alfvéngeschwindigkeit v_A , so spricht man anstelle von R_m von der *Lundquist-Zahl* (ebenfalls in normierten Einheiten)

$$N_L \equiv \frac{L}{\eta}. \quad (3.127)$$

Diese gibt das Verhältnis der *diffusiven Zeitskala* $\tau_d \equiv L^2/\eta$ (normiert) zur Alfvén-Übergangszeit τ_A an:

$$N_L = \frac{\tau_d}{\tau_A}. \quad (3.128)$$

Bei den meisten Anwendungen ist die Lundquist-Zahl N_L ziemlich groß. Bei heutigen Tokamak-Experimenten liegt sie in der Größenordnung von 10^7 und bei solaren Korona-Loops zwischen 10^{11} und 10^{13} . Im Gegensatz dazu ist die Lundquist-Zahl in den diffusiven Gebieten der folgenden Simulation relativ klein, so daß dort die Feldlinien lokal nicht eingefroren sind und magnetische Rekonnexion stattfinden kann.

Anomale Resistivität

Die Resistivität η verbindet die resistive Magnetohydrodynamik mit der kinetischen Theorie. Die Ursache einer endlichen Leitfähigkeit σ liegt in der Wechselwirkung der stromtragenden Teilchen mit Stoßpartnern und Wellen und kann daher nur im Rahmen der kinetischen Theorie studiert werden. Aufgrund der Komplexität der dabei auftretenden Vorgänge kann man im allgemeinen nur (über Raum und/oder Zeit) gemittelte Aussagen treffen. Im Rahmen der resistiven Magnetohydrodynamik führt man daher die Resistivität η als heuristischen Parameter, basierend auf kinetischen Modellen, ein, welcher die mikroskopischen Prozesse der kinetischen Theorie gemittelt und näherungsweise beschreibt. Es bleibt anzumerken, daß die eigentlich tensorielle Leitfähigkeit σ in dieser Arbeit stets als Skalar angesetzt wird.

Das klassische Modell einer endlichen Leitfähigkeit ergibt sich durch Stöße zwischen den Teilchen des Plasmas, z.B. Elektronen und Ionen. Bei der klassischen Leitfähigkeit nimmt man an, daß Beschleunigung durch das \mathbf{E} -Feld und Impulsverluste der Ionen im Gleichgewicht die Waage halten. Mit der sogenannten *Abbremszeit*

$$t_S^{i,e} = \frac{3}{4\sqrt{2\pi}} \frac{m_e m_i}{e^4 \ln \Lambda_C n_e} \left(\frac{k_B T_e}{m_e} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (3.129)$$

für Ionen, die durch Ionen-Elektronen-Stöße gestreut werden [Benz, 1993; Abschnitt 9.2] ergibt sich die klassische *Spitzer-Leitfähigkeit*

$$\sigma = \frac{\omega_{pi}^2 t_S^{i,e}}{4\pi} = \frac{3}{4\sqrt{2\pi}} \frac{m_e n_i}{e^2 \ln \Lambda_C n_e} \left(\frac{k_B T_e}{m_e} \right)^{\frac{3}{2}}. \quad (3.130)$$

Sie nimmt mit steigender Temperatur des Plasmas zu. Mit der formalen Definition einer *Elektronen-Ionen-Stoßfrequenz*

$$\nu_{\text{coll}} = \nu_{e,i} \equiv \frac{m_i n_e}{m_e n_i t_S^{i,e}} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{n_e \ln \Lambda_C}{n_i \Lambda_C} \omega_{pe} \quad (3.131)$$

ergibt sich wieder die bekannte Form (3.12) der elektrischen Leitfähigkeit.

In den meisten astrophysikalischen Plasmen ist die Spitzer-Leitfähigkeit aufgrund der hohen Plasmatemperatur sehr hoch, so daß die klassische Resistivität vernachlässigbar

ist. Im Magnetschweif der Erde liegt sie beispielsweise im Bereich von ca. $3 \cdot 10^{-18}$ s bis ca. $4 \cdot 10^{-17}$ s, während die anomale Resistivität in den aktiven Regionen des Magnetschweifes während der Teilstürme zwischen $3 \cdot 10^{-7}$ s und 10^{-4} s liegt [Lui et al., 1993]. Die *anomale Resistivität* kommt dabei durch nichtlineare Wechselwirkungen zwischen Teilchen und Wellen zustande. Sie ist dabei die Folge mikroskopischer Fluktuationen. Das am weitesten verbreitete Modell zur kinetischen Beschreibung der anomalen Resistivität, das auch in dieser Arbeit verwendet wurde, beschreibt das Auftreten einer anomalen Resistivität als Folge mikroskopischer Plasmaturbulenz, die durch eine Plasmainstabilität ausgelöst wurde. Die fluktuierenden Wellenfelder wechselwirken über Welle-Teilchen-Wechselwirkungen mit den Ladungsträgern und fungieren so als effektive Stoßpartner. Die Theorie der Plasmainstabilitäten zeigt, daß anomale Resistivität spätestens auftritt, sobald die Driftgeschwindigkeit v_d des elektrischen Stromes die thermische Geschwindigkeit der Elektronen übersteigt. Das Kriterium für das Einsetzen von Mikroinstabilitäten läßt sich somit mit Hilfe einer *kritischen Stromdichte* [Priest, 1985; Abschnitt 4.4]

$$j_{\text{crit}} = n_e e v_{\text{th},e} \quad (3.132)$$

formulieren. Die sich ergebenden hohen Werte für die kritische Stromdichte werden daher für gewöhnlich nur in dünnen Stromschichten und Filamenten erreicht.

Im Zusammenhang mit der anomalen Resistivität bedeutsame Instabilitäten sind die *ionenakustische Instabilität*, die durch driftende Ionen getrieben wird [Papadopoulos, 1977] und erst auftritt, wenn die Stromschicht dünner als der Ionen-Gyroradius $R_{c_i} = m_i v_{\text{th},i} c / e B$ ist [Coroniti und Eviatar, 1977], die durch Druckgradienten getriebene *Untere Hybrid-Driftinstabilität* [Sotnikov et al., 1978] und die kinetische *Ionen-Weibel-Instabilität*, die durch die Ionenbewegung quer zum Magnetfeld verursacht wird [Lui et al., 1993]. Lesch et al. (1989b) setzen die durch Untere Hybridwellen hervorgerufene anomale Resistivität an, um in den Hot Spots extragalaktischer Jets einen Stromfluß quer zu den Feldlinien zu ermöglichen. Sie erhalten für die *anomale Leitfähigkeit* σ_{an} den Zusammenhang

$$\sigma_{\text{an}} = \frac{\omega_{\text{pe}}^2}{4\pi\omega_{\text{LH}}} \quad (3.133)$$

mit der Elektronen-Plasmafrequenz ω_{pe} und der Frequenz $\omega_{\text{LH}} = \sqrt{\omega_{c_i}\omega_{c_e}}$ der Unteren Hybridwellen.

Die nichtlinearen Welle-Teilchen-Wechselwirkungen führen zu einer *effektiven Stoßzeit* t_{eff} für die Ladungsträger. Für die ionenakustische Instabilität bestimmte Sagdeev mit Hilfe der schwachen Turbulenztheorie die *effektive Stoßfrequenz* ν_{eff} zu [Tajima und Shibata, 1997; Abschnitt 9.4]

$$\nu_{\text{eff}} = \frac{\omega_{\text{pe}}}{32\pi} \frac{T_e}{T_i} \frac{v_d}{v_{\text{th},e}}, \quad (3.134)$$

wobei v_d hier die Driftgeschwindigkeit der Elektronen ist. Damit ergibt sich für die *anomale Leitfähigkeit* σ_{eff} im Sättigungsbereich der ionenakustischen Instabilität die sogenannte *Sagdeev-Leitfähigkeit*

$$\sigma_{\text{eff}} = 8 \frac{T_i}{T_e} \frac{v_{\text{th},e}}{v_d} \omega_{\text{pe}}. \quad (3.135)$$

Tritt außer der anomalen Resistivität auch noch eine relevante klassische Resistivität auf, so addieren sich die beiden Resistivitäten gemäß der Matthiesen-Regel.

Weitere Modelle leiten eine anomale Resistivität aus der Theorie der stoßfreien Relaxation [Wiechen, 1999] oder als sogenannte *chaotische Resistivität*, welche allein durch starke Inhomogenität des Magnetfeldes verursacht wird, ab [Tajima und Shibata, 1997; Abschnitt 3.3.4].

Um numerische Simulationen im Rahmen der resistiven Magnetohydrodynamik unter Berücksichtigung einer anomalen Resistivität η durchzuführen, muß man die makroskopische Größe η selbstkonsistent durch makroskopische Plasmagrößen ausdrücken. Das in den folgenden Simulationen verwendete Modell für die anomale Resistivität basiert auf dem von Ugai (1992) verwendeten Modell einer stromdichteabhängigen Resistivität. Die Gesamtresistivität wird dabei in heuristischer Weise durch den Ansatz

$$\eta(j) = \eta_1 + \eta_{\text{an}} = \eta_1 + \eta_2 [j^2 - j_{\text{crit}}^2]^\chi \Theta(j^2 - j_{\text{crit}}^2) \quad (3.136)$$

mit einem Parameter $\chi \in [1/4, 1]$ angenommen. Verschiedene Arten mikroturbulenter Resistivität weisen dabei verschiedene Exponenten χ auf [Papadopoulos, 1977]. Eine kleine, konstante Hintergrundresistivität $\eta_1 = 10^{-5}$ überdeckt dabei den Einfluß der numerischen Resistivität. Die anomale Resistivität setzt aufgrund der Heaviside-Funktion

$$\Theta(x) = \begin{cases} 1 & \text{für } x \geq 0 \\ 0 & \text{für } x < 0 \end{cases} \quad (3.137)$$

erst ab einer Stromdichte $j > j_{\text{crit}}$ ein, ist dann aber wegen der Wahl der Konstante $\eta_2 \gg \eta_1$ dominant. Der gewählte Ansatz ist daher heuristisch, da er zwar das Einsatzkriterium der oben beschriebenen Plasmainstabilitäten berücksichtigt, seine funktionale Form jedoch nicht aus kinetischen Modellen abgeleitet ist. Die anomale Resistivität wird in dem hier verwendeten Plasma-Neutralgas-Code in Form eines über die Stromdichte orts- und zeitabhängigen Parameters eingeführt. Diese Methode ist insofern nicht vollständig selbstkonsistent, da die Stromdichte ihrerseits durch das Magnetfeld gegeben ist und somit durch die Resistivität ein weiterer \mathbf{B} -Term in die Faraday-Gleichung (3.125) eingeführt wird, der jedoch als Parameter gehandhabt wird. Eine vollständig selbstkonsistente Integration der Gleichung ist aufgrund der variablen funktionalen Form (3.136) von η nicht ohne weiteres möglich. Die parametrisierte Behandlung liefert jedoch bei ausreichend kleinem Integrationszeitschritt Δt eine hinreichend exakte Lösung.

Magnetische Rekonnexion

Bei den zweidimensionalen Rekonnexionsmodellen unterscheidet man im wesentlichen zwischen zwei Typen. Beim *Sweet-Parker-Modell* [Sweet, 1958; Parker, 1957] bildet eine ausgedehnte Stromschicht die diffusive Region (Abb. 3.58), während das Diffusionsgebiet wie auch die Stromschicht beim *Modell der schnellen magnetischen Rekonnexion* von Petschek (1964) und Sonnerup (1970) stark lokalisiert sind. In beiden Modellen liegt das Diffusionsgebiet jedoch um einen neutralen Punkt ($\mathbf{B} = 0$), den sogenannten

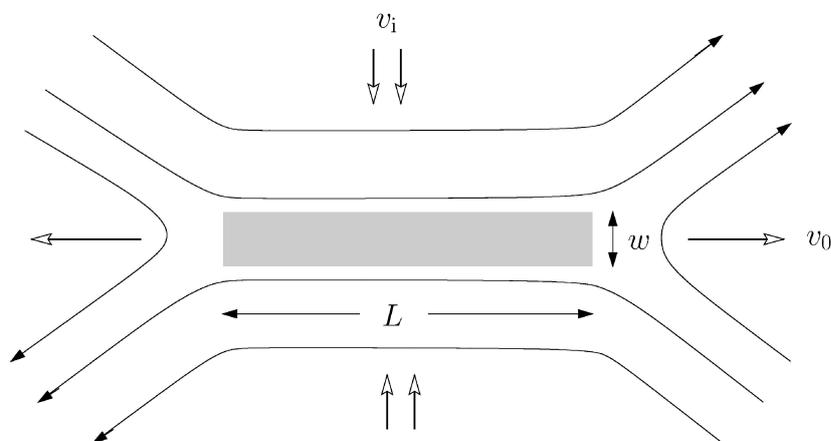


Abb. 3.58: Das Sweet-Parker-Modell der stationären Rekonnexion mit Stromschicht

X-Punkt. Beide Modelle bilden stationäre Lösungen der resistiven MHD-Gleichungen. Die Abbildung 3.58 zeigt die Konfiguration von Magnetfeld und Stromschicht im Sweet-Parker-Modell. Ein antiparalleles Magnetfeld strömt mit der Geschwindigkeit v_i in das Diffusionsgebiet (in grau unterlegt) der Breite w und Länge L um die zentrale Stromschicht ein. Durch magnetische Rekonnexion werden die antiparallelen Feldlinien in der Diffusionsschicht neu verknüpft und anschließend durch den magnetischen Zug $(\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B}$ zu den Seiten herausgezogen. Dabei wird Plasma auf eine Geschwindigkeit v_0 beschleunigt und aus dem Diffusionsgebiet herausgeworfen. Es bildet die sogenannten *Rekonnexionsjets*, in denen das Plasma mit $v_0 \approx v_A$ ausströmt. Die Bedingung der globalen Massenerhaltung liefert zusammen mit der Schichtdicke $w \approx R_m^{-1/2}$ die Einströmgeschwindigkeit $v_i \approx R_m^{-1/2}$ [Tajima und Shibata, 1997; Abschnitt 3.3.2.2]. Nach Biskamp (1986) und Scholer (1991) liefert diese Geschwindigkeit eine *Rekonnexionsrate* $M_i = v_i/v_A = R_m^{-1/2}$, die somit für die meisten astrophysikalischen Situationen sehr gering ist (*langsame Rekonnexion*). Das Petschek-Sonnerup-Modell liefert aufgrund seines kleinen Diffusionsgebietes eine deutlich höhere Rekonnexionsrate von $M_i \approx \pi/8 \ln R_m$. Bei diesem Modell werden typischerweise 3/5 der umgesetzten magnetischen Energie in kinetische Energie des Plasmas und 2/5 in Wärme umgewandelt. Das herausstechendste Merkmal der Petschek-Sonnerup-Rekonnexion sind die beiden Paare langsamer MHD-Schocks entlang des Plasmaausflusses.

Wichtiger als die stationären Rekonnexionsmodelle ist für die folgende Simulation die sogenannte *Tearing-Instabilität* als Beispiel einer zeitabhängigen Rekonnexion. Wenn die Einströmgeschwindigkeit größer als die Grenzgeschwindigkeit $v_{\max} \approx v_A/\ln R_m$ der Petschek-Sonnerup-Rekonnexion ist, wird magnetischer Fluß schneller in das Diffusionsgebiet eingebracht, als er rekonnektiert werden kann. Die Diffusionsschicht wächst daher durch Anhäufung magnetischen Flusses zu einer ausgedehnten Stromschicht an (Abb. 3.59(a)), die schließlich instabil gegen die Tearing-Instabilität wird. Diese ist die wichtigste resistive Instabilität. Sie tritt allgemein bei verscherten Magnetfeldern, nicht

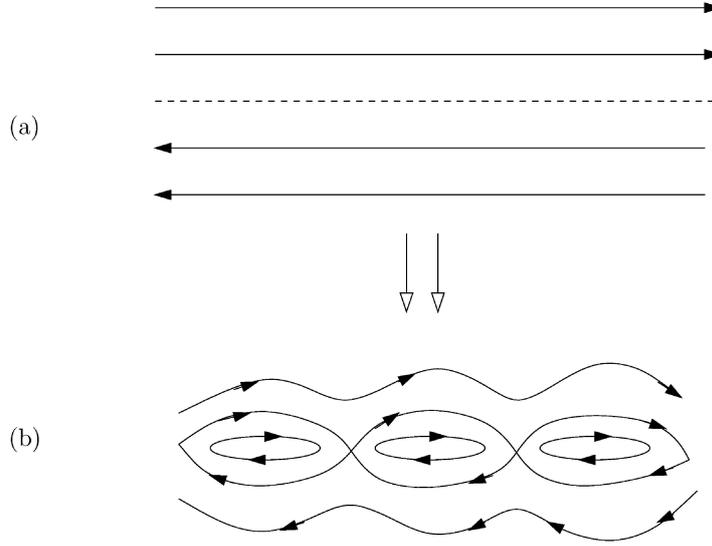


Abb. 3.59: (a) Die neutrale Schicht (b) Tearing-Instabilität

nur bei neutralen Schichten, auf und führt zum Zerreißen der Stromschicht in mehrere magnetische Inseln (*O-Punkte*), die durch *X-Punkte* getrennt sind (Abb. 3.59(b)). Die magnetischen Inseln können u.U. in Form von *Plasmoiden* aus der Stromschicht ausgestoßen werden.

Eine Linearmoden-Analyse liefert für die Tearing-Instabilität eine Anwachsrate von [Priest, 1985; Abschnitt 3.4.3]

$$\omega = \left(\tau_{d,*}^3 \tau_{A,*}^2 (ka)^2 \right)^{-1/5} \quad (3.138)$$

für Wellenzahlen im Bereich

$$\left(\frac{\tau_{A,*}}{\tau_{d,*}} \right)^{1/4} < ka < 1. \quad (3.139)$$

Hierbei ist $\tau_{d,*} = a^2/\tilde{\eta}$ die Diffusionszeit und $\tau_{A,*} = a/v_A$ die Alfvén-Übergangszeit bezogen auf die Stromschicht mit Dicke a . Die Tearing-Mode wächst also mit einer Anwachsrate, die zwischen der langsamen *resistiven Diffusionsrate* $\omega_d = \tilde{\eta}/a^2$ und der viel größeren *hydromagnetischen Rate* $\omega_A = v_A/a$ liegt. Die Mode mit der größten erlaubten Wellenlänge $\lambda = (\tau_{d,*}/\tau_{A,*})^{1/4} a$ wächst mit der größten Anwachsrate $\omega_{\max} = (\tau_{d,*}\tau_{A,*})^{-1/2}$ [Priest, 1985; Abschnitt 3.4.3]. Die Tearing-Instabilität liefert damit einen der schnellsten bisher bekannten Rekonnexions-Mechanismen.

Die durch die Tearing-Instabilität gebildeten magnetischen Inseln können in einer weiteren Instabilität, der *Koaleszenz-Instabilität* wieder zu einer größeren magnetischen Insel verschmelzen [Priest, 1985; Abschnitt 6.3]. Im nichtlinearen Stadium der Koaleszenzinstabilität kann erneut eine Tearing-Phase auftreten, die die neu gebildeten Inseln wieder

zerreißt. Der gesamte Prozeß wird als *explosive Rekonnexion* [Priest, 1985; Abschnitt 1] oder *explosive Koaleszenz* [Tajima und Shibata, 1997; Abschnitt 3.3.2.6] bezeichnet, bei dem die kinetische Energie der Elektronen und Ionen explosionsartig zunimmt.

Da in dieser Arbeit lediglich zweidimensionale Simulationen vorgestellt werden, sei hier nur der Vollständigkeit halber die dreidimensionale magnetische Rekonnexion erwähnt. Bei der zweidimensionalen Rekonnexion trennen die beiden Grenzflächen (*Separatrices*) eines X-Punktes die Feldlinien unterschiedlicher Topologie. Sie schneiden sich in der neutralen Linie, dem sogenannten *Separator*. Diese Art der topologischen Definition der magnetischen Rekonnexion gerät jedoch in Schwierigkeiten, wenn man Rekonnexionszonen betrachtet, in denen das magnetische Feld nicht verschwindet, die sogenannte „endliches-B-Rekonnexion“, wie sie z.B. bei der Plasmoidbildung im Magnetschweif der Erde auftritt, wenn man eine Magnetfeldkomponente entlang der dritten Richtung hinzufügt [Schindler et al., 1988].

Schindler et al. (1988) schlagen daher vor, den lokalen Zusammenbruch der eingefrorenheit der Feldlinien als grundlegendes Kennzeichen der magnetischen Rekonnexion zu definieren. Eine *lokalisierte Nichtidealität* liegt vor, wenn der nichtideale Term \mathbf{R} im *allgemeinen Ohmschen Gesetz*

$$\mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{B} = \mathbf{R} \quad (3.140)$$

nur innerhalb eines beschränkten Gebietes D_R , des *Diffusionsgebietes*, von Null verschieden ist. Die Lokalisierung der Nichtidealität \mathbf{R} unterscheidet Rekonnexionsprozesse von Prozessen in Systemen mit einer ausgedehnten Nichtidealität, in denen die Diffusion die entscheidende Rolle spielt. Hesse und Schindler (1988) zeigen, daß eine hinreichende und notwendige Bedingung für die lokale eingefrorenheit der Feldlinien durch

$$\mathbf{B} \times (\nabla \times \mathbf{R}) = 0 \quad (3.141)$$

gegeben ist. Für die Erhaltung des magnetischen Flusses ergibt sich ein ähnliches Kriterium:

$$\nabla \times \mathbf{R} = 0 . \quad (3.142)$$

Allgemeine magnetische Rekonnexion mit einem endlichen Magnetfeld liegt nun vor, wenn im Diffusionsgebiet D_R für das Magnetfeld $\mathbf{B} \neq 0$ und für eine Punktmenge mit positiven Maß gilt:

$$\mathbf{B} \times (\nabla \times \mathbf{R}) \neq 0 . \quad (3.143)$$

Dabei unterscheiden Schindler et al. (1988) weiterhin zwischen *globaler* und *lokaler Rekonnexion*. Bei der globalen Rekonnexion sind die Effekte der Rekonnexion auch außerhalb des Diffusionsgebietes zu spüren. Betroffene Plasmaelemente müssen nicht unbedingt das Diffusionsgebiet durchqueren. Wenn zwei Linien existieren, die bei der Rekonnexion Plasmaelemente austauschen, die während der Rekonnexionszeit außerhalb von D_R bleiben, so liegen globale Effekte vor, und die Rekonnexion wird als global bezeichnet.

Nach [Hesse und Schindler \(1988\)](#) treten für die magnetische Rekonnexion mit $\mathbf{B} \neq 0$ globale Effekte genau dann auf, wenn

$$\int E_{\parallel} ds \neq 0 \quad (3.144)$$

auf einer meßbaren Menge von Feldlinien in D_R gilt, d.h. es müssen feldlinienparallele elektrische Felder innerhalb der Rekonnexionszone existieren, wie es bereits [Vasyliunas \(1975\)](#) gefordert hat, aber zusätzlich darf deren Integral entlang der Feldlinien in D_R nicht überall verschwinden.

Die globale magnetische Rekonnexion läßt sich auch mit Hilfe der *verallgemeinerten Helizität* eines Gebietes \mathcal{G} ([Sturrock, 1994; Abschnitt 13.8](#) und [Hesse, 1988](#))

$$\bar{H} \equiv \int_{\mathcal{G}} (\mathbf{A} + \mathbf{A}_0) \cdot (\mathbf{B} - \mathbf{B}_0) d^3x \quad (3.145)$$

definieren. Hierbei ist \mathbf{A} das Vektorpotential des Magnetfeldes \mathbf{B} und \mathbf{A}_0 das Vektorpotential des magnetischen Feldes \mathbf{B}_0 zu Beginn eines Rekonnexionsprozesses. Wenn nun das elektrische Feld außerhalb des Diffusionsgebietes D_R asymptotisch verschwindet, so wie es bei der spontanen Rekonnexion beispielsweise der Fall ist, so findet man als hinreichendes Kriterium für das Auftreten der globalen, nichtsingulären Rekonnexion, daß sich die verallgemeinerte Helizität \bar{H} zeitlich ändert [[Schindler et al., 1988](#)]

$$\frac{d\bar{H}}{dt} \neq 0. \quad (3.146)$$

Die Umkehrung dieses Theorems gilt jedoch nicht, da sich auch bei globaler Rekonnexion die Beiträge $U_{\parallel} = -\int E_{\parallel} ds$ entlang der einzelnen Feldlinien bei der Integration über das Diffusionsgebiet D_R gegenseitig kompensieren können. Weiterhin ist eine Änderung in der Helizität nicht mit einer Änderung der Topologie der Feldlinien gleichzusetzen, da sich in vielen dreidimensionalen Rekonnexionsfällen gar kein Separator definieren läßt, der unterschiedliche Topologien voneinander trennen würde.

Die globale magnetische Rekonnexion mit nichtverschwindendem Magnetfeld tritt in vielen Situationen in der Astrophysik auf, besonders dort, wo eine Verscherung des Magnetfeldes auftaucht. Beispiele sind Magnetopausen kompakter Objekte, Akkretionsscheiben, koronale Feldstrukturen und Beschleunigungsregionen der Aurorarteilchen oberhalb der Ionosphäre [[Schindler et al., 1988](#)]. Die in den folgenden Simulationen auftretenden Rekonnexionprozesse sind hingegen zweidimensionaler Natur und weisen daher stets eine neutrale Linie und eine Topologieänderung auf. Bei der Erweiterung auf drei Dimensionen ist dies jedoch nicht mehr zu erwarten, da z.B. die Stromschicht im Schweif der HVCs derjenigen im Magnetschweif der Erde sehr ähnelt. In der im folgenden dargestellten Simulation liegt das Augenmerk auf magnetischen Rekonnexionsprozessen im magnetischen Schweif von Hochgeschwindigkeitswolken.

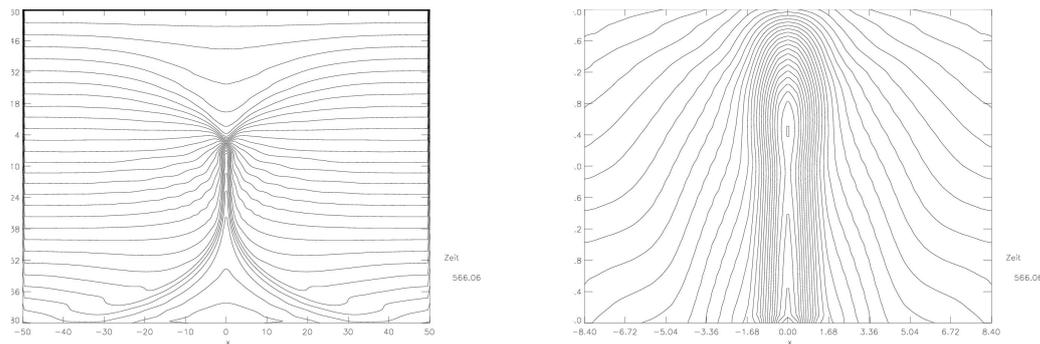
3.5.2 Simulation

Die Anfangskonfiguration der in diesem Abschnitt beschriebenen Simulation zur magnetischen Rekonnexion im Schweif der HVC ähnelt derjenigen der Simulation zur Kelvin-

Helmholtz-Instabilität. Wieder wird eine sehr dichte Neutralgaswolke ($\rho_{n_0} = 1.5 \cdot 10^4$) in einem sehr heißen Umgebungsplasma simuliert. Die Temperatur- und Dichteprofile von Plasma und Neutralgas entsprechen denen von Abschnitt 3.2.1. Jedoch wurde die Temperatur des äußeren Plasmas auf $T_0 = 100$ erhöht, während die minimale Temperatur im Wolkenkern auf $T_{n_0} = 0.1$ abgesenkt wurde. Weiterhin wurde die Relativgeschwindigkeit auf $v_{y_0} = -0.05$ verringert. Diese Änderungen bewirken in erster Linie, daß der große anfängliche Temperaturunterschied zwischen Plasma und Neutralgas außerhalb der Neutralgaswolke auf einen Faktor 15 reduziert wird, was einen stabileren Simulationslauf verspricht. Die geringere Relativgeschwindigkeit von Plasma und Neutralgas bei ansonsten im wesentlichen identischen Parametern stellt eine Überprüfung des in Kapitel 3.4 behandelten Einsatzkriteriums der Kelvin-Helmholtz-Instabilität dar. Bei einer Halbierung der Relativgeschwindigkeit gibt es trotz längerer Gesamtdauer der Simulation während der gesamten Simulation keinerlei Anzeichen einer Kelvin-Helmholtz-Instabilität. Wie in Abschnitt 3.4.2 gezeigt, war das Stabilitätskriterium (3.117) bei der dort beschriebenen Situation nur geringfügig verletzt. Bei halbiert Relativgeschwindigkeit bleibt der Schweif über den gesamten Simulationslauf stabil gegen die Kelvin-Helmholtz-Instabilität.

Weitere Änderungen bestehen in einer Erweiterung des Simulationsgebietes auf $[-50, 50] \times [-80, 60]$ und der Verdopplung des Integrationszeitschrittes auf $\Delta t = 2 \cdot 10^{-3}$. Der Hauptunterschied zur Kelvin-Helmholtz-Simulation besteht jedoch darin, daß die folgende Rechnung **resistiv** mit einer stromdichteabhängigen, lokalisierten Resistivität in der Form (3.136) durchgeführt wurde. Dabei wurde der Resistivitätskoeffizient η_2 zu $5 \cdot 10^{-3}$, die kritische Stromdichte j_{crit} zu $\sqrt{5} \cdot 10^{-4}$ und der Exponent χ zu Eins gewählt. Die Hintergrundresistivität wurde beim Wert von $\eta_1 = 10^{-5}$ belassen.

Wie in den bisherigen Simulationen baut sich auch in der resistiven Simulation mit der



(a) Das magnetische Feld zum Zeitpunkt $t \approx 566\tau_A$

(b) Ausschnittsvergrößerung aus (a) um den entstehenden X-Punkt

Abb. 3.60: Das Einsetzen der magnetischen Rekonnexion zum Zeitpunkt $t \approx 566\tau_A$

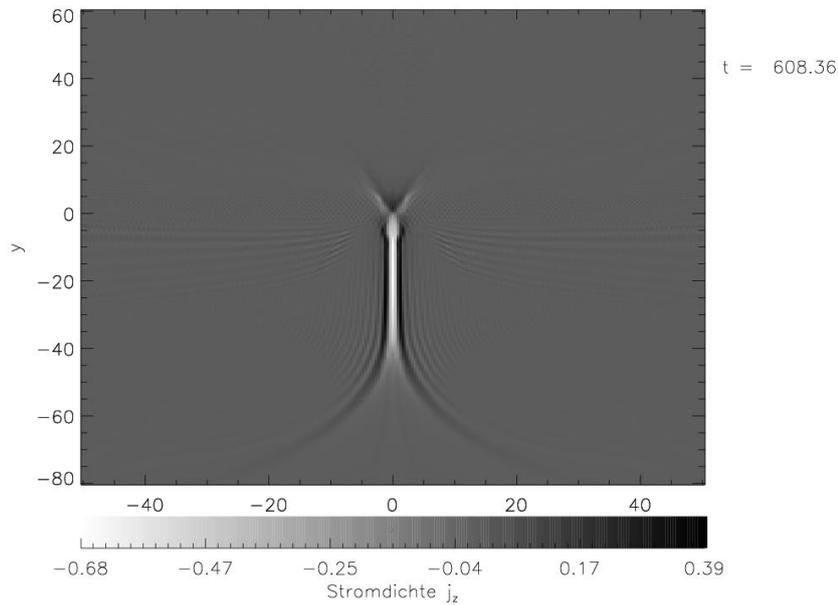
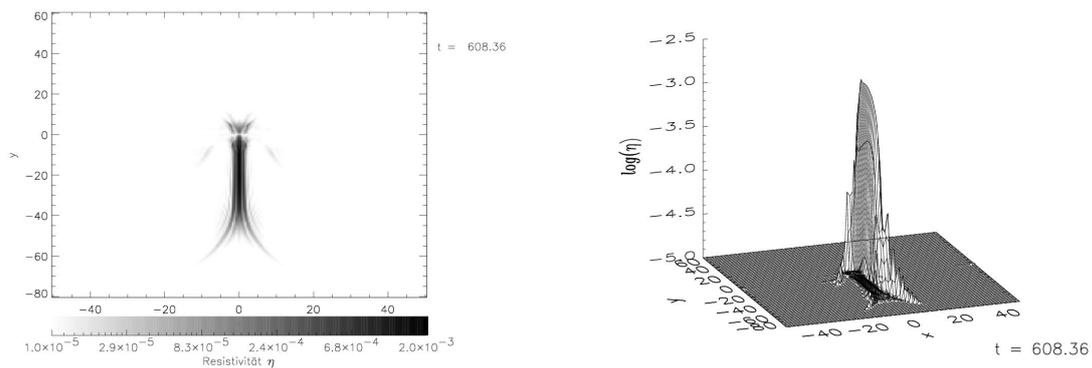


Abb. 3.61: Die Dreifach-Stromschicht im magnetischen Schweif der HVC zum Zeitpunkt $t \approx 608\tau_A$

Zeit die magnetische Barriere auf, indem Magnetfeldlinien um die Wolke herum drapiert und vor der Wolke komprimiert werden. Aufgrund des Druckgradienten im Plasma zum Wolkenzentrum hin, wird das Plasma jedoch zusätzlich mit hoher Geschwindigkeit in die Wolke hineingesogen, so daß die Feldlinien vor der Wolke wie schon in Abschnitt 3.4.2



(a) Graustufendarstellung der Resistivität η

(b) Logarithmische Darstellung der Resistivität $\log \eta$

Abb. 3.62: Die Resistivität η kurz nach dem Einsetzen der magnetischen Rekonnexion

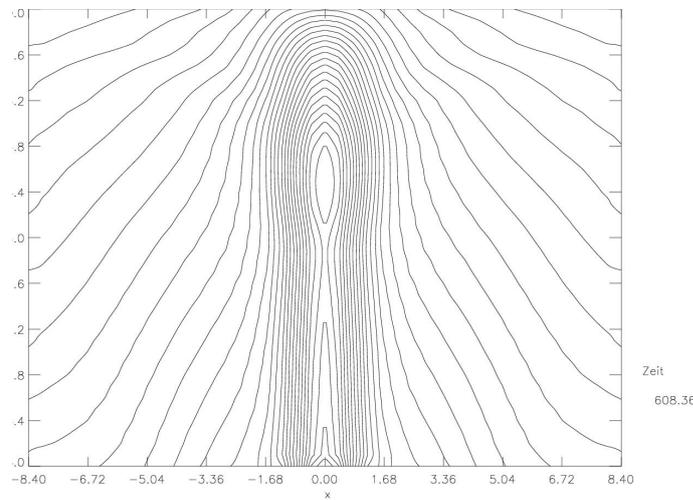


Abb. 3.63: Bildung eines X-Punktes zum Zeitpunkt $t \approx 608\tau_A$

konkav sind. In Abbildung 3.60(a) ist das Magnetfeld um die HVC zu dem Zeitpunkt dargestellt, zu welchem die magnetische Rekonnexion im Schweif gerade einsetzt. Von einer Seite des Schweifes zur anderen wechseln die Feldlinien ihre Richtung, da die Feldlinien um die Neutralgaswolke herumgebogen wurden. Der Schweif bildet somit eine Stromschicht in z -Richtung zwischen Gebieten antiparallelen Magnetfeldes; anders als dies beim parallelen Einfall der Fall war (Abschnitt 3.2.4). Dadurch daß Plasma die Wolke umströmt, werden weitere Magnetfeldlinien an den Schweif herangeführt, während gleichzeitig der Plasmastrom zum Wolkenzentrum hin entlang der Schweifachse Feldlinien vom unteren y -Rand in den Schweif hineinsaugt. Dadurch wird permanent neuer magnetischer Fluß in das Gebiet der Stromschicht eingebracht, und die Stromdichte j_z in der Stromschicht steigt beständig an. Dies ist die klassische Situation für das Einsetzen einer Tearing-Instabilität. Die Stromdichte j_z wächst dabei solange an, bis sie schließlich die kritische Stromdichte j_{crit} übersteigt. Ist dieser Wert überschritten, so wächst die Resistivität in der Stromschicht gemäß dem Ansatz (3.136) sehr schnell an und erreicht Werte in der Größenordnung von 10^{-3} . Sie ist lokal somit etwa zwei Größenordnungen höher als der Hintergrundwert. In Abbildung 3.62 ist die Resistivität in Graustufen-darstellung (a) und in dreidimensionaler Form (b) zu einem Zeitpunkt kurz nach dem Einsetzen der magnetischen Rekonnexion dargestellt. Sie ist zu diesem Zeitpunkt scharf lokalisiert und nur innerhalb der dünnen Stromschicht von dem Hintergrundwert verschieden. Es zeigen sich jedoch auch zu diesem Zeitpunkt schon einige Unterstrukturen, die von der speziellen Konfiguration der umströmten HVC abhängen. Wesentlich deutlicher sind diese Unterstrukturen in einer Darstellung der elektrischen Stromdichte j_z zum selben Zeitpunkt (Abb. 3.61) zu erkennen. In dieser Abbildung wird deutlich, daß der magnetische Schweif der HVC de facto aus drei einzelnen Stromschichten besteht, von

denen nur die zentrale ein negatives Vorzeichen besitzt. Die zentrale Stromschicht ist gleichzeitig die stärkste der drei Stromschichten. In dieser erreicht die in Abbildung 3.62 gezeigte Resistivität ihren Maximalwert. Sehr viel geringer ist ihr Wert in den beiden lateralen Stromschichten positiven Vorzeichens, die sich zum unteren y -Rand hin V-förmig öffnen, da die Resistivität quadratisch mit der Stromdichte zunimmt. Diese beiden äußeren Stromschichten sind nicht mehr auf den Vorzeichenwechsel der B_y -Komponente zurückzuführen, sondern auf den Gradienten in der magnetischen Feldenergie und die Krümmung der Feldlinien. Eine ähnliche Struktur zeigt sich auch am Kopf der HVC, gebildet durch das Einsaugen der magnetischen Feldlinien. Bei genauem Hinsehen erkennt man sowohl an den äußeren Stromschichten als auch am Kopf der HVC stehende Kompressionswellen, die durch die Plasmaströmung angeregt werden. Ihre Amplitude klingt dabei mit zunehmender Entfernung von den Stromschichten stark ab.

Die starke Lokalisierung der Resistivität führt neben einem vorwiegend diffusiven Term $\eta \nabla^2 \mathbf{B}$ in der Induktionsgleichung (3.125) auch zu einem starken Rekonnexionsterm $(\nabla \times \mathbf{B}) \times \nabla \eta$. Durch den Einfluß des Gradienten in diesem Term kommt es dort zuerst zu magnetischer Rekonnexion, wo sich die Resistivität räumlich am stärksten ändert. Dies ist am Kopf des magnetischen Schweifes bei $y \approx -9$ der Fall, wo die Stromschicht ihre geringste laterale Ausbreitung hat (Abb. 3.62(a)). An dieser Stelle beginnt das Zerreißen des magnetischen Schweifes durch die Ausbildung eines X-Punktes in der Feldlinienstruktur, erkennbar in Abbildung 3.60b und bereits deutlich ausgebildet in Abbildung 3.63. Magnetische Feldlinien werden durch die Tearing-ähnliche Instabilität im X-Punkt rekonnetiert. Dadurch entsteht eine abgeschlossene magnetische Insel um den Wolkenkern, während der innere Teil des Magnetschweifes vom Wolkenkern getrennt wird. Die so rekonnetierten Feldlinien im Schweif werden durch die magnetische Spannung verkürzt und schnellen wie Gummibänder in Richtung des unteren Schweifteiles zusammen. Dadurch wird die ursprüngliche Plasmaströmung in positive y -Richtung entlang der Schweifachse umgekehrt und Plasma wird aus dem Schweif heraus zum unteren Rand hin beschleunigt. Dieser Gummibandeffekt verhindert eine spätere Koaleszenz der rekonnetierten Feldlinien und führt schließlich zu einer vollständigen Abtrennung des Schweifes von der HVC.

Aber auch die Auswirkungen der durch die anomale Resistivität verursachten passiven Diffusion von Magnetfeldlinien sind in Abbildung 3.63 deutlich auszumachen. War die magnetische Barriere in den „idealen“ Simulationen der vorangegangenen Unterkapitel stets relativ kompakt und komprimiert (vgl. z.B. Abbildung 3.44), so ist sie in dieser Simulation aufgrund der Diffusion der Feldlinien durch die HVC hindurch in y -Richtung deutlich aufgeweitet. Die Dicke der magnetischen Barriere hat sich durch die endliche Resistivität der stromführenden Randschicht in etwa verdoppelt. Entsprechend verringert sich auch die maximale Feldstärke in der magnetischen Barriere, was eine geringere dynamische Stabilität der HVC zur Folge hat. Bei den in dieser Simulation verwendeten Neutralgasdichten spielt diese Abnahme der Stabilität jedoch keine sichtbare Rolle.

Im Laufe der Simulation wird die Stromschicht im Schweif auch noch an weiteren Stellen instabil gegen magnetische Rekonnexion. So bildet sich um $t \approx 710\tau_A$ ein weiterer X-Punkt bei $y \approx -35$ (Abb. 3.64(a)). Im weiteren Verlauf bilden sich beinahe symmetrisch um diesen zwei weitere X-Punkte aus, die zusammen mit dem ersten zwei Plasmoide bei

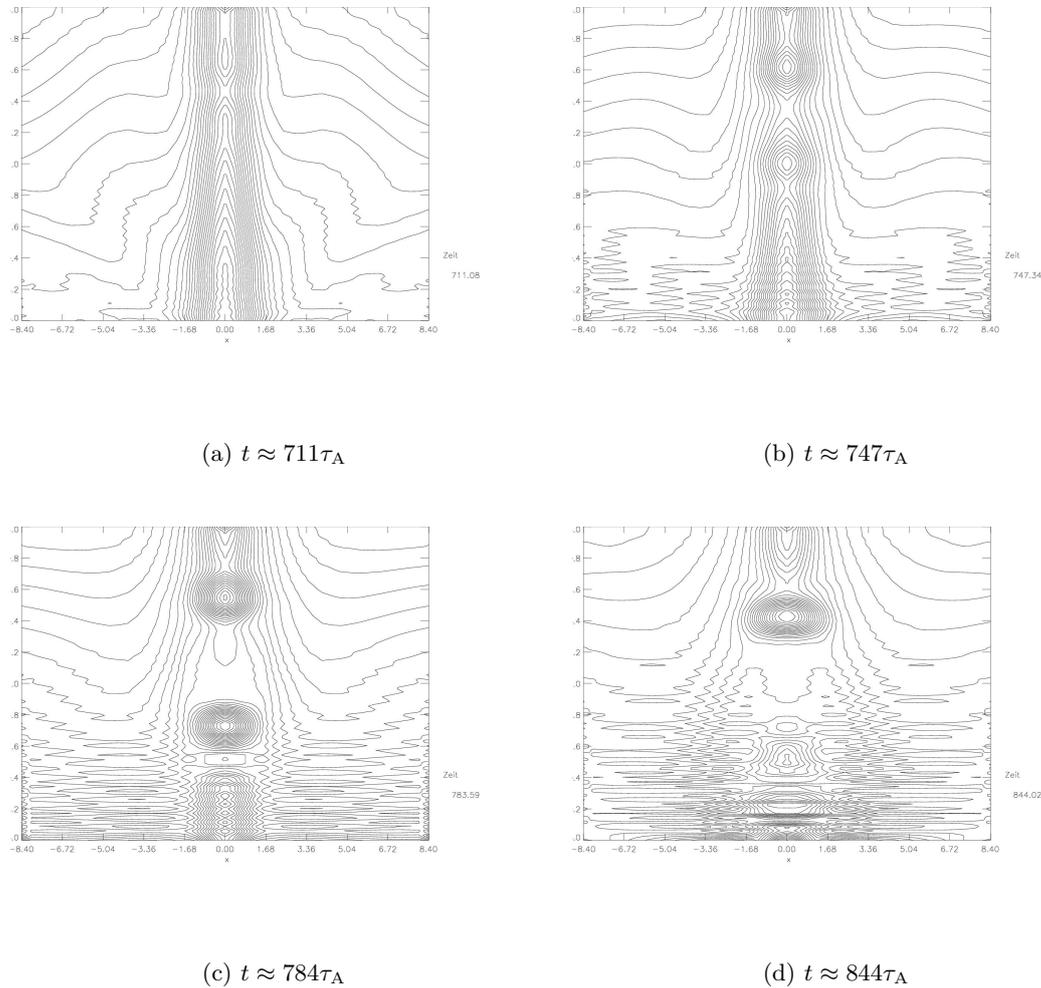


Abb. 3.64: Plasmoidbildung und -ausschuß im Magnetschweif der HVC

$y \approx -31$ und $y \approx -41$ abschnüren (Abb. 3.64(b)). Die folgenden beiden Teilabbildungen 3.64(a)+(b) zeigen, wie beide Plasmoide in negative y -Richtung beschleunigt werden. Durch die Plasmoidbildung werden somit ursprünglich zusammenhängende Gebiete des Magnetschweifes von diesem und der HVC abgetrennt und von ihr weg beschleunigt. Damit ist das Zerreißen des inneren Schweifes abgeschlossen und die Bildung eines neuen Schweifes durch das Heranführen neuer Feldlinien an die ursprüngliche Stromschicht beginnt. Dieser Prozeß kann sich somit quasiperiodisch wiederholen. Die abgetrennten Plasmoide selbst werden im Laufe der Zeit durch magnetische Diffusion dissipiert. Ihre magnetische Energie wird dabei durch Heizung und Teilchenbeschleunigung in thermische und kinetische Energie der Plasmateilchen umgesetzt. Ihr Inneres stellt ein Gebiet hoher Stromdichte und Resistivität dar (Abb. 3.65). Bei den in Abbildung 3.64 sichtbaren, wellenartigen Störungen im Magnetfeld handelt es sich um Reflexionen der höheren

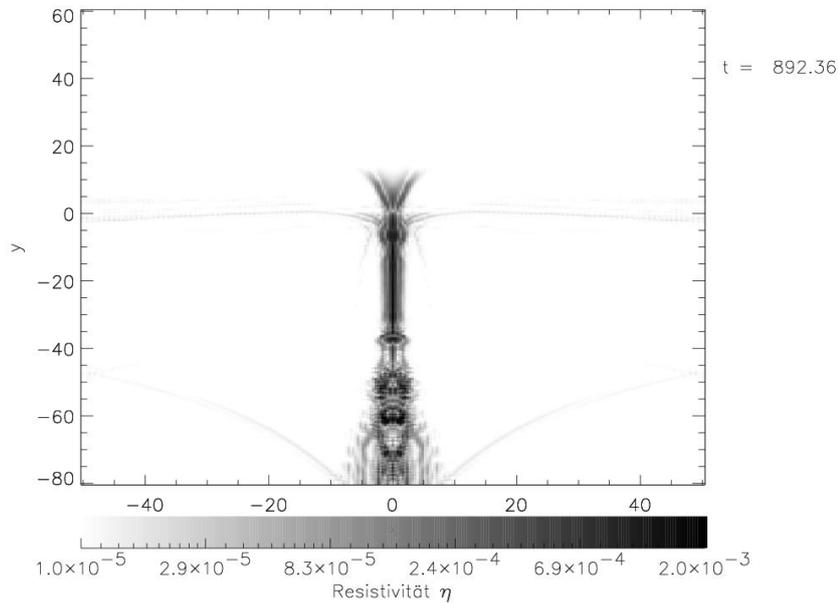


Abb. 3.65: Die Resistivität η zum Ende der Simulation ($t \approx 608\tau_A$)

Glieder der Taylorreihe bei der Extrapolation des Magnetfeldes auf den unteren Rand des Simulationsgebietes. Sie breiten sich von dort allmählich in positiver y -Richtung aus, erreichen das betrachtete Rekonnexionsgebiet jedoch zu spät, um einen Einfluß auf dort stattfindende magnetische Rekonnexion haben zu können. Dennoch ist ab dem Zeitpunkt ihres Eintreffens am untersten X-Punkt eine Weiterführung der Simulation nicht sinnvoll, weswegen die hier dargestellte Simulation zum Zeitpunkt $t \approx 844\tau_A$ abgebrochen wurde.

Zwei Erkenntnisse zeichnen sich aus dieser Simulation ab. Erstens kann die magnetische Rekonnexion zu einem vollständigen Zerreißen des Magnetschweifes von HVCs führen, indem sie Plasmoide bildet und diese aus dem Schweif heraus beschleunigt. Dabei bleibt der hier nicht gezeigte Neutralgasschweif von diesen Rekonnexionsvorgängen jedoch weitgehend unbeeinflusst, da die typischen Ausströmgeschwindigkeiten des Plasmas aus der Rekonnexionszone in der Nähe der lokalen Alfvéngeschwindigkeit liegen und somit klein gegen beispielsweise die Wirbelströme der Kelvin-Helmholtz-Instabilität aus Abschnitt 3.4 sind. Zweitens bleibt bei der hier gezeigten magnetischen Rekonnexion die Strömungsstruktur des Plasmas geordnet und die magnetische Rekonnexion auf die Schweifachse konzentriert. Damit wird erkennbar, daß die in der Kelvin-Helmholtz-Simulation des letzten Unterkapitels auftretende magnetische Rekonnexion von dieser getrieben wurde und nicht umgekehrt das Zerreißen des Magnetschweifes zur Anregung der Kelvin-Helmholtz-Instabilität geführt hat.

Aufgrund der bei der magnetischen Rekonnexion auftretenden elektrischen Felder parallel zum Magnetfeld ist in den Diffusionsgebieten, insbesondere der Plasmoide, eine verstärkte Beschleunigung elektrisch geladener Teilchen zu erwarten [Lesch und Birk,

1998; Jones et al., 1996]. Diese hochenergetischen Teilchen sind nun ihrerseits in der Lage, ionisierende Stöße mit Neutralgasatomen durchzuführen und so u.a. zur diffusen H α -Emission im Schweif von HVCs beizutragen.

Abschließen läßt sich dieses Unterkapitel mit der Darstellung der Resistivität zum Ende der Simulation (Abb. 3.65), in der sich sehr deutlich die Einschnürung der Stromschicht sowie die gebildeten Plasmoide erkennen lassen.

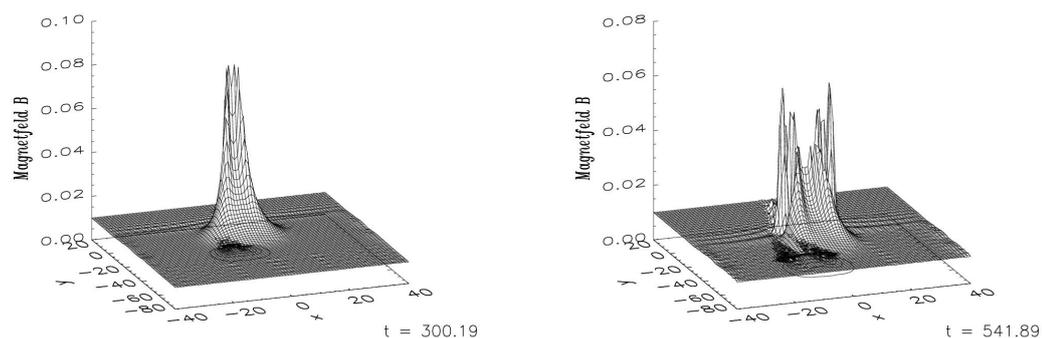
3.6 Ausblick auf dreidimensionale Simulationen und Diskussion

Die in Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Simulationen sind sämtlich zweidimensionale Plasma-Neutralgas-Rechnungen, die eine Invarianz in z -Richtung voraussetzen. Hochgeschwindigkeitswolken sind jedoch dreidimensionale Objekte. Eine zweidimensionale Behandlung kann daher nur ein erster Schritt auf dem Weg zur vollständigen Beschreibung der Dynamik von HVCs sein. In diesem Abschnitt sollen daher die Schwächen der zweidimensionalen Modelle und die wesentlichen Unterschiede zum dreidimensionalen Modell diskutiert werden.

In den vorgestellten Simulationen wurde stets eine Invarianz in z -Richtung angenommen. Dies bedeutet, daß es sich bei den simulierten Neutralgaswolken um unendlich ausgehende Zylinder handelt, deren Achse in z -Richtung liegt. Eine alternative zweidimensionale Behandlung ergäbe sich durch Annahme einer Rotationssymmetrie ($\partial/\partial\varphi = 0$) um die Wolkenachse. Diese Annahme erlaubt zwar sphärische Wolkenformen, sie hat jedoch andere Schwächen. So ist es beim senkrechten Einfall nicht selbstverständlich, daß sich das Magnetfeld an den Wolkenrändern, durch die es senkrecht hindurchgeht, genauso verhält wie an solchen, zu denen es tangential verläuft. Während die Feldlinien, die normal durch eine Grenzschicht gehen, dort eingefroren sind, werden sie von tangentialen Flächen aufgrund der Plasmaströmung abgleiten. Dieser Effekt des Rutschens von Feldlinien vom Bug der HVC zu den Flanken, zum einen verursacht durch den Staudruck des anströmenden Plasmas, zum anderen durch den magnetischen Druck der am Bug in der Barriere komprimierten Feldlinien, kann bei beiden Invarianzen nicht erfaßt werden und stellt gleichzeitig das Hauptproblem der zweidimensionalen Simulationen dar. An einer zylinderförmigen Wolke können die Feldlinien der Zunahme des Druckes in der magnetischen Barriere nicht ausweichen. Anders ist die Situation bei einer dreidimensionalen Wolke. Hier erfahren die Feldlinien der magnetischen Barriere bei senkrechten Einfall der HVC eine transversale Kraft durch den Druckgradienten, welche sie an den zum Magnetfeld tangentialen Rändern der HVC abrutschen läßt. Ogino et al. (1988) führten dreidimensionale, rein magnetohydrodynamische (vollständig ionisiertes Plasma) Simulationen der Interaktion eines Kometen mit dem Magnetfeld im Sonnenwind durch und fanden, daß sich zwar eine magnetische Barriere bildete, diese jedoch aus dem oben erwähnten Grund schwächer als im zweidimensionalen Fall war. Außerdem war die magnetische Barriere in der Äquatorialebene senkrecht zu den Feldlinien deutlich ausgehender als in der Ebene der Feldlinien. Jones et al. (1996) merken an, daß die meisten der Feldlinien von denen, welche die magnetische Barriere bilden, in die Randschicht der

Plasmasphäre (bzw. auf HVCs übertragen in die ionisierte Randschicht der Neutralgaswolke) eindringen und dort durch leichte Unebenheiten in der Oberfläche gefangen sind, so daß ihr Abrutschen zu den Wolkenseiten hin nur langsam stattfinden kann. Sie erwarten daher in bezug auf die magnetische Barriere im dreidimensionalen Fall ein qualitativ ähnliches Ergebnis wie im 2D-Fall. [Miniati et al. \(1999\)](#) gehen sogar noch weiter. Sie argumentieren, daß die zentrale Front der HVC die Stelle ist, wo sich die Feldlinien aufgrund ihrer Eingefrorenheit am längsten aufhalten, bevor sie beginnen, zu den Flanken zu driften. Dadurch erfährt die (reine Plasma-)Wolke eine ungleichmäßige magnetische Zugspannung, die die zentrale Region verformt und ins Wolkeninnere eindrückt. Es bildet sich eine Art Kerbe in der Oberfläche der Wolke, in der die anströmenden Feldlinien gefangen werden. Sie schließen, daß Wolken, deren Querschnittsfläche senkrecht zur Bewegungsrichtung elliptisch ist, diesem Effekt stärker unterliegen als sphärische Wolken, so daß jene schneller eine magnetische Barriere aufbauen. Folglich sollten die Ergebnisse dreidimensionaler Simulationen qualitativ äquivalent zu denen der zweidimensionalen Simulationen sein. Für diese Äquivalenz spricht die Beobachtung, daß sich magnetische Barrieren um unmagnetisierte Planeten wie die Venus, also auch um dreidimensionale Objekte, bilden. [Miniati et al. \(1999\)](#) deuten jedoch an, daß Kelvin-Helmholtz- und Rayleigh-Taylor-Instabilitäten entlang der Richtung senkrecht zur Ebene der Magnetfeldlinien ausbilden können. Dies stellt jedoch einen entscheidenden qualitativen Unterschied zu den zweidimensionalen Simulationen dar. [Gregori et al. \(1999\)](#) und [Gregori et al. \(2000\)](#) zeigen anhand von dreidimensionalen, magnetohydrodynamischen Simulationen der Wechselwirkung von Plasmawolken mit einem magnetisierten Wind, daß lokale Unebenheiten in der Wolkenoberfläche durch das Einfangen von Magnetfeldlinien und die damit verbundene Erhöhung des magnetischen Drucks verstärkt werden und zum Einsetzen einer schnell wachsenden Rayleigh-Taylor-Instabilität entlang der Frontseite der Wolke führen, welche das Zerreißen der Wolke im Plasmawind deutlich beschleunigt. Insofern wäre die Ausbildung einer solchen, instabilen magnetischen Barriere sogar kontraproduktiv im Hinblick auf die dynamische Stabilität von HVCs. Es bleiben jedoch mehrere Anhaltspunkte bestehen, daß ein solch beschleunigtes Zerreißen im Falle der HVCs nicht stattfindet. Die von [Gregori et al. \(2000\)](#) durchgeführten Simulationen untersuchen eine reine Plasmawolke in einer supersonischen Plasmaströmung. Wie in Kapitel 2.2 beschrieben, besitzen jedoch nur wenige HVCs eine Relativgeschwindigkeit zum Halo jenseits der Schallgeschwindigkeit. Bei Unterschallbewegungen läuft die Ausbildung der magnetischen Barriere langsamer und ohne Schockkompression ab, so daß die ebenfalls von [Gregori et al. \(2000\)](#) nicht berücksichtigte magnetische Diffusion in der magnetischen Barriere lokale Druckschwankungen im Magnetfeld ausgleichen kann. Weiterhin nehmen die Autoren für die von ihnen simulierte Wolke eine über den gesamten Radius konstante Dichte an. Eine solche Dichteverteilung ist aufgrund der Eigengravitation der HVCs und der Effekte der Evaporation und Wärmeleitung an den Randschichten der HVCs jedoch recht unphysikalisch. Beobachtungen (vgl. Kapitel 2.2) deuten vielmehr auf ein exponentielles Dichteprofil hin, wie es in den Simulationen in dieser Arbeit verwendet wurde. Ein solches hat jedoch zur Konsequenz, daß eine Oberflächenstörung der HVC in Bewegungsrichtung um so tiefer eindringt, je weiter sie von der zentralen Region entfernt ist, da dort der Dichtegradient flacher ist. Somit ist zur Erweiterung einer Deformation

im zentralen Bereich ein höherer magnetischer Druck vonnöten als an den Flanken der HVC, so daß das Argument von [Miniati et al. \(1999\)](#) teilweise aufgehoben wird. Um eine solche exponentielle HVC in der Mitte zu zerschneiden, ist eine deutlich stärkere Anhäufung von Magnetfeldlinien nötig. Weiterhin handelt es sich bei HVCs um teilweise ionisierte Plasmen mit einem hohen Neutralgasanteil. [Birk \(2002\)](#) zeigt, daß das Einsetzen der Rayleigh-Taylor-Instabilität in staubigen, teilweise ionisierten Plasmen im Vergleich zum reinen Plasmafall gehemmt ist. Eine ähnliche Verschärfung des Einsatzkriteriums für die Instabilität ist auch im Fall von Plasma-Neutralgas-Systemen zu erwarten. Zudem zeigt die Simulation von [Gregori et al. \(2000\)](#), daß die Plasmawolke lediglich in drei Einzelwolken zerfällt, von denen jede eine eigene magnetische Barriere besitzt. Eine vollständige Fragmentierung wie bei [Mac Low et al. \(1994\)](#) oder im Falle des Champagner-Effektes findet nicht statt. Filamentartige Neutralgaswolken scheinen hingegen typisch für ausgedehnte Wolkenkomplexe zu sein [[Putman et al., 2002](#)]. Diese könnten durch Zerschneiden einer ursprünglich sphärischen HVC entstanden sein. Endgültigen Aufschluß über diese Fragen kann nur eine vollständig selbstkonsistente, dreidimensionale Plasma-Neutralgas-Simulation einer HVC im Haloplasma geben. Solche Simulationen liegen jedoch aufgrund ihres Rechenaufwandes und ihrer Komplexität jenseits der Problemstellungen dieser Arbeit. Die Aussagen von [Gregori et al. \(2000\)](#) lassen sich jedoch an einen „Schein-3D“-Simulation ansatzweise überprüfen. Bei dieser geht man von der Anfangskonfiguration von Abschnitt 3.2.1 aus, verwendet jedoch statt des x -Feldes ein anfänglich homogenes Magnetfeld in z -Richtung $\mathbf{B} = B_{z_0} \hat{z}$. Ansonsten wurde nur das Simulationsgebiet auf $[-40, 40] \times [-80, 20]$ erweitert und die Gitterpunktzahl auf 153×203 erhöht. Die Entwicklung der magnetischen Feldstärke mit der Zeit ist in Abbildung 3.66 dargestellt. Wie erwartet, staut sich das Magnetfeld an der Wolkenfront auf und bildet dabei ein Druckmaximum ([Abb. 3.66\(a\)](#)), welches aber im weiteren



(a) Die Magnetfeldstärke B zum Zeitpunkt $t \approx 300\tau_A$

(b) Die Magnetfeldstärke B zum Zeitpunkt $t \approx 542\tau_A$

Abb. 3.66: Die zeitliche Entwicklung der magnetischen Feldstärke B für den Fall eines reinen z -Feldes

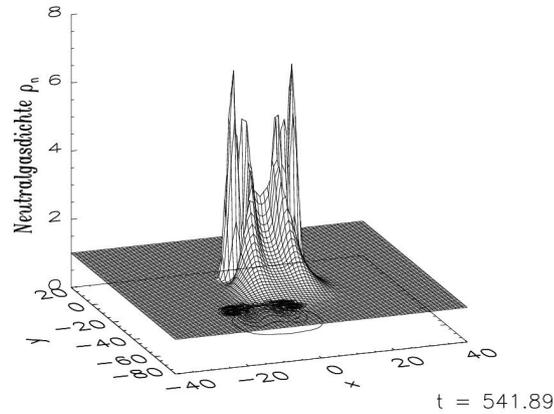


Abb. 3.67: Die Neutralgasdichte ρ_n zum Ende der Simulation ($t \approx 542\tau_A$) für den Fall eines reinen z -Feldes

Verlauf auseinanderbricht (Abb. 3.66(b)). Das Auseinanderbrechen ist auch in der Neutralgasdichte ρ_n selbst zu sehen (Abb. 3.67), jedoch findet es im Vergleich zur rein hydrodynamischen Simulation (Abschnitt 3.2.2) keineswegs beschleunigt statt. Es bleibt jedoch anzumerken, daß diese „ $2\frac{1}{2}$ “-dimensionale Simulation nur den magnetischen Druck, nicht aber den magnetischen Zug der im dreidimensionalen Raum gekrümmten Magnetfeldlinien berücksichtigt. Insofern läßt sich eine eindeutige Aussage über die dynamische Stabilität von HVCs in drei Dimensionen nicht ohne entsprechende Simulationen treffen. Die Durchführung solcher resistiver Plasma-Neutralgas-Simulationen ist für einen späteren Zeitpunkt, nach geeigneter Parallelisierung des Plasma-Neutralgas-Codes, vorgesehen. Aus den zweidimensionalen Simulationen deutet sich jedoch die Bedeutung einer sich zwangsläufig bildenden magnetischen Barriere für die dynamische Stabilität von Hochgeschwindigkeitswolken im galaktischen Halo an.

Kapitel 4

Numerische Simulation von Kometen

4.1 Grundsätzliches

Kometen sind Himmelskörper, die bei ihrer Annäherung an die Sonne eine leuchtende Hülle, die *Koma*, und einen ausgedehnten *Schweif* ausbilden. Man unterscheidet zwischen Kometen mit kurzen (unter 200 Jahren) und Kometen mit langen Bahnlaufzeiten von mehr als 200 Jahren [Carroll und Ostlie, 1996; Abschnitt 21.2]. Die prominentesten Vertreter der zweiten Klasse sind die Kometen Ikeya-Zhang (letztes Erscheinen: 2002; Wiederkehr in 341 Jahren), Hale-Bopp (1997–98; ~ 4200) und Hyakutake (1996). Der wohl bekannteste Komet von allen jedoch ist der *Halleysche Komet*, der mit einer Umlaufzeit von ca. 76 Jahren zum letzten Mal im Jahre 1986 von der Erde aus zu sehen war. Nach heutigem Kenntnisstand geht man davon aus, daß die Kometen mit den kurzen Umlaufzeiten aus dem *Kuiper-Gürtel*, einem Asteroidengürtel jenseits der Umlaufbahn des Neptun zwischen 30 und 100 AU stammen, während die Mehrzahl der Kometen mit großen Umlaufzeiten aus der sphärischen *Oort-Wolke* in einer Entfernung von 3000 bis 100 000 AU kommen. Die eigentlichen, von der Erde aus nicht erkennbaren Kometenkerne haben Ausdehnungen von einigen hundert Metern bis einigen zehn Kilometern und lassen sich am besten als „schmutzige Eisberge“ beschreiben. Sie bestehen hauptsächlich aus gefrorenem Wasser, Formaldehyd (H_2CO) und Kohlenstoffverbindungen. Die Tabelle 4.1 zeigt die ungefähre chemische Zusammensetzung des Kometen P/Giacobini-Zinner, die im September 1985 von der ICE-Sonde (International Cometary Explorer) bei einem nahen Vorbeiflug am Kometenkern gemessen wurde. Die Oberfläche der Kometenkerne ist dabei dunkler noch als Kohle mit einer Albedo von nur wenigen Prozent, vermutlich aufgrund des Kohlenstoffanteils des Oberflächenmaterials und ihrer Porosität. Sie absorbiert daher das einfallende Sonnenlicht fast vollständig, erwärmt sich dabei und sublimiert anschließend. Die Geschwindigkeiten der ausströmenden, neutralen Gase liegen dabei im Bereich von etwa 1 km s^{-1} [Kivelson und Russell, 1995; Abschnitt 8.3.2]. Die ausströmenden Gas- und Staubeilchen bilden die etwa eine Million Kilometer durchmessende Koma und den bis zu 1 AU ($\approx 1.496 \cdot 10^{13} \text{ cm}$) langen

H_2O	63%	NH_3	} 1%
H_2CO	16%	HCN	
CO_2	9%	CH_3CN	
CH_4	5%	NH_2CH_3	
N_2	4%	$H_2C_3H_2$	
CO	2%	H_2C_2	

Tabelle 4.1: Abgeleitete chemische Zusammensetzung des Kometen P/Giacobini-Zinner [Boice et al., 1986]

Schweif der Kometen. Dabei wechselwirken sie in komplizierter Weise mit dem magnetisierten Sonnenwind [Flammer et al., 1997]. Dieser besitzt in einer Entfernung von etwa 1 AU eine Plasmadichte $n = n_e = n_i$ von ungefähr 5 cm^{-3} , eine Geschwindigkeit von $v_{\text{sol}} \approx 450 \text{ km s}^{-1}$ und eine Temperatur von $T_{\text{sol}} \approx 10^5 \text{ K}$ [Kivelson und Russell, 1995; Abschnitt 4.2]. Die einzelnen Zonen der Wechselwirkung sind in Abbildung 4.1 dargestellt. Das ausströmende Neutralgas wird durch Photoionisation, Ladungsaustausch mit den Ionen des Sonnenwindes und nicht zuletzt den **kritischen Geschwindigkeitseffekt** (vgl. Kapitel 2.3 und [Flammer et al., 1997]) ionisiert und bildet dabei eine Ionosphäre mit einer Ausdehnung R_I , welche im wesentlichen durch die Rate Q be-

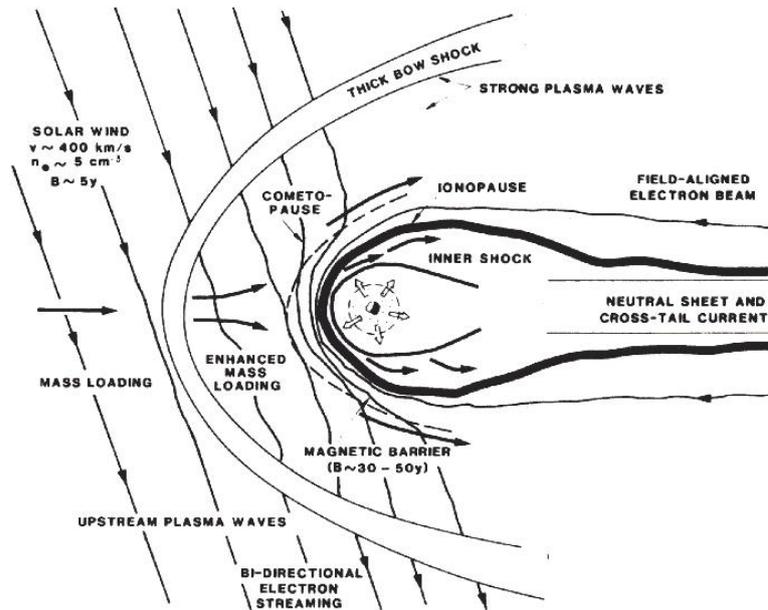


Abb. 4.1: Schematische Darstellung der Wechselwirkung eines Kometen mit dem magnetisierten Sonnenwind [Mendis, 1988]

stimmt wird, mit der Neutralgasmoleküle von der Kometenoberfläche ausgestoßen werden [Flammer et al., 1997]. Sie hängt damit empfindlich von der Entfernung R_{sol} der Kometen von der Sonne ab. Bei einer Entfernung von $R_{\text{sol}} \approx 1$ AU liegt die Ausdehnung nach Flammer et al. (1997) bei $R_{\text{I}} \approx 10^{11}$ cm. Diese Ionosphäre des Kometen ist frei von Magnetfeldern (bis auf diffusive Anteile) und vom Sonnenwind durch eine Kontaktfläche, die *Ionopause* getrennt [Kivelson und Russell, 1995; Abschnitt 8.3.2]. Deren Entfernung R_{I} vom Kometenkern ist durch ein Gleichgewicht zwischen der nach außen gerichteten Reibungskraft zwischen Neutralgas und Ionen und der nach innen gerichteten magnetischen Krümmungsspannung $B^2/4\pi R_{\text{I}}$ gegeben [Ip und Axford, 1982]. Um die Ionopause legt sich die Kometosphäre (engl. *cometosheath*), welche durch die *Kometopause* [Gringauz et al., 1986a;b] bzw. *Kollisionspause* (engl. *collisionopause*) [Mendis und Flammer, 1984; Neugebauer et al., 1985; Mendis et al., 1989] abgeschlossen ist. In der Kometosphäre vollzieht sich der Übergang vom stoßfreien, mit „Pick-up“-Ionen beladenen (siehe unten) Plasmafluß des Sonnenwindes zu einem Fluß, der durch die Stöße mit ausströmenden Neutralgasteilchen dominiert wird. Innerhalb der Kometopause wird der Sonnenwind stark abgebremst und das von ihm mitgeführte Magnetfeld zu einer magnetischen Barriere aufgestaut [Flammer et al., 1997]. Während die charakteristische Feldstärke des Magnetfeldes im Sonnenwind bei einer Sonnenentfernung von 1 AU bei $B_{\text{sol}} \approx 70 \mu\text{G}$ liegt [Kivelson und Russell, 1995; Abschnitt 4.2], erreicht sie in der magnetischen Barriere in der Kometosphäre durch Kompression Werte im Bereich $B \sim 300\text{--}500 \mu\text{G}$ [Mendis, 1988]. Die Wechselwirkung eines Kometen mit dem Sonnenwind zeigt daher in vielen Punkten starke Ähnlichkeiten mit der Wechselwirkung der HVCs mit dem magnetisierten Haloplasma. Es bestehen jedoch einige Unterschiede. So geschieht die Heizung der Kometenoberfläche weniger durch Wärmeleitung als vielmehr durch Absorption der solaren Photonen. Zudem ist die Geschwindigkeit des Sonnenwindes mit $v_{\text{sol}} \approx 450 \text{ km s}^{-1}$ deutlich größer als die magnetosonische Geschwindigkeit $v_{\text{mag}} = \sqrt{c_s^2 + v_A^2}$. Mit den obigen Werten für Dichte, Temperatur und Magnetfeldstärke im Sonnenwind ergibt sich die Alfvéngeschwindigkeit zu $v_A \approx 68 \text{ km s}^{-1}$, die Schallgeschwindigkeit zu $c_s \approx 37 \text{ km s}^{-1}$ und die magnetosonische Geschwindigkeit zu $v_{\text{mag}} \approx 77 \text{ km s}^{-1}$. Daher bildet sich an der Tagseite des Kometen vor der Kometopause ein schwacher Bow-Schock aus, dessen Ausdehnung und Entfernung vom Kometen von der Rate des ausströmenden Neutralgases abhängt [Biermann et al., 1967]. Bei einer Sonnenentfernung von 1 AU befindet sich dieser Bow-Schock in einem Abstand von typischerweise $5\text{--}13 \cdot 10^{11}$ cm vom Kometenkern [Flammer et al., 1997]. Die Neutralgasteilchen werden im Sonnenwind durch Photoionisation, Ladungsaustausch und den kritischen Geschwindigkeitseffekt ionisiert. Die neugebildeten Ionen besitzen jedoch zunächst dieselbe Geschwindigkeit wie die Neutralgasteilchen. Sie bewegen sich somit relativ zum Sonnenwind und reduzieren dadurch dessen elektrisches Polarisationsfeld (vgl. Kapitel 2.3), was zur kontinuierlichen Abbremsung des Sonnenwindes führt. Man bezeichnet diesen Vorgang als „Massenaufladung“ (engl. *mass loading*) des Sonnenwindes und die neu entstandenen Ionen als „Pick-up-Ionen“. Durch die Massenaufladung ist der Bow-Schock nicht scharf begrenzt wie bei planetarischen und interplanetarischen Schockfronten im Sonnenwind, sondern stark verbreitert [Flammer et al., 1997]. Hinter

dem Bow-Schock fällt die Geschwindigkeit des Sonnenwindes in den submagnetosonischen Bereich, so daß wir uns bei den im Unterkapitel 4.3 dargestellten Simulationen der Wechselwirkung eines Kometen mit dem magnetisierten Sonnenwind auf das Gebiet innerhalb des Bow-Schocks beschränken können. Da es sich bei dem Bow-Schock des Kometen nur um einen schwachen Schock handelt, ändern sich die Dichte, Temperatur und Magnetfeldrichtung im Sonnenwind nur geringfügig beim Passieren der Schockgrenze. Da der in Kapitel 3 beschriebene Plasma-Neutralgas-Code nicht in der Lage ist, magnetohydrodynamische Schocks zu simulieren, betrachten wir nur das Gebiet innerhalb des Bow-Schocks und vernachlässigen die Auswirkungen der Schocks auf das Sonnenwindplasma.

Die Entfernung R_C der Kometopause vom Kometenkern ist durch die freie Weglänge eines Ions des Sonnenwindes gegen Impulsaustausch mit einem ausströmenden Neutralgasteilchen gegeben [Flammer et al., 1997]:

$$R_C = \frac{1}{n_n \sigma} . \quad (4.1)$$

Hierbei ist n_n die Dichte der Neutralgasteilchen und $\sigma \approx 8 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$ der Stoßquerschnitt gegen Impulsaustausch. Die Neutralgasteilchendichte ergibt sich nach

$$n_n(r) = \frac{Q}{4\pi r^2 v_n} \exp\left(-\frac{r}{v_n \tau_I}\right) \quad (4.2)$$

mit der Sublimationsrate Q , der mittleren Sublimationsgeschwindigkeit $v_n \approx 1 \text{ km s}^{-1}$ und Ionisationszeit τ_I in Abhängigkeit vom Abstand r vom Kern des Kometen. Damit der kritische Geschwindigkeitseffekt zur Ionisation der Neutralgasteilchen beitragen kann, muß das Townsend-Kriterium (2.48) erfüllt sein. Da der Sonnenwind nur bis zu Ionopause in die Atmosphäre des Kometen eindringen kann, ist der kritische Geschwindigkeitseffekt somit nur aktiv, wenn die Dicke der Ionisationsschicht R_{mag} (vgl. (2.50)) größer als der Radius der Ionopause R_I ist. Bei Entfernung des Kometen von der Sonne jenseits von $\sim 4 \text{ AU}$ ist dies nicht der Fall, so daß eine Ionisation der Neutralgasteilchen durch den kritischen Geschwindigkeitseffekt nicht stattfindet [Flammer et al., 1997]. Dies deckt sich mit der Beobachtung, daß die Ausbildung der leuchtenden Koma und des Schweifes erst bei Annäherung des Kometen an die Sonne stattfindet. Allerdings ist anzumerken, daß auch Photoionisation und Ionisation durch Ladungsaustausch mit geringerem Abstand zur Sonne zunehmen. Bei einer Sonnenentfernung von 1 AU besitzt die Kometopause einen Radius von ungefähr $3\text{--}9 \cdot 10^{11} \text{ cm}$.

Die Koma des Kometen ist schließlich von einem etwa 10^{12} cm ausgedehnten Wasserstoffhalo umgeben, der aus ausströmendem Neutralgas und rekombinierten Wasserstoffionen besteht und aufgrund seiner geringen Dichte nur wenig vom Sonnenwind deformiert wird [Carroll und Ostlie, 1996; Abschnitt 21.2].

Neben dieser geschichteten Atmosphäre des Kometen bilden sich bei Annäherung an die Sonne auch die beiden charakteristischen Schweife, der *Staubschweif* und der *Ionenschweif*, aus. Während der Ionenschweif eine Länge von bis zu 1 AU erreichen kann und bis auf Störungen (siehe kommendes Unterkapitel) absolut geradlinig und wohl kollimiert

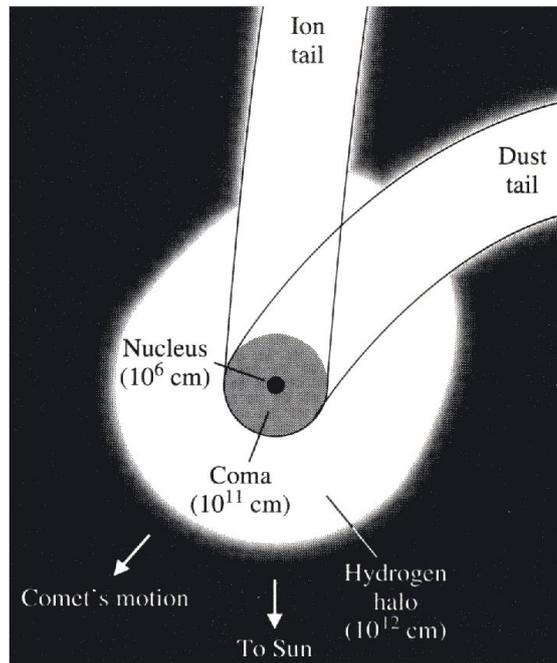


Abb. 4.2: Die Anatomie eines Kometen [Carroll und Ostlie, 1996; Seite 865]

ist, erreicht der Staubschweif nur Längen von 1–10 Millionen km [Carroll und Ostlie, 1996; Abschnitt 21.2] und erscheint außerdem diffus und oft gekrümmt (Abb. 4.2). Beide Schweife zeigen jedoch stets von der Sonne weg, da sie mit dem Sonnenwind wechselwirken. Aufgrund der höheren Masse der Staubeilchen wird der überwiegend ungeladene Staubschweif deutlich weniger vom Sonnenwind beeinflusst als der vollständig ionisierte Ionenschweif. Letzterer ist beinahe exakt von der Sonne weg gerichtet. Seine Orientierung läßt sich nach Brandt und Rothe (1976) gemäß der Gleichung

$$\mathbf{T} = \mathbf{w} - \mathbf{v} \quad (4.3)$$

abschätzen, wobei \mathbf{T} der Richtungsvektor des Schweifes und \mathbf{w} und \mathbf{v} die Geschwindigkeitsvektoren des Sonnenwindes bzw. des Kometen sind. Da die mittlere Geschwindigkeit des Sonnenwindes mit 450 km s^{-1} etwa eine Größenordnung größer als die typische Geschwindigkeit von Kometen in der Größenordnung von einigen zehn km s^{-1} ist, zeigt der Ionenschweif somit immer annähernd in Richtung des Radiusvektors von der Sonne zum Kometen. Nachdem bereits Biermann (1951) den Sonnenwind als Hauptakteur bei der Bildung der Kometenatmosphären ausgemacht hatte, schlußfolgerte Alfvén (1957), daß das im Sonnenwind mitgeführte interplanetarische Magnetfeld (IMF) eine entscheidende Rolle bei der Bildung des Ionenschweifes von Kometen spielt. Er sagte voraus, daß die Magnetfeldlinien des Sonnenwindes bei der Umströmung der Kometen-Ionosphäre aufgrund der geringen Stoßrate des Plasmas an dieser verankert und um sie herumgebogen werden. Dabei sollte sich ein magnetischer Schweif mit einer zentralen stromführenden Plasmaschicht ausbilden, welche als bläulich leuchtender Ionenschweif

zu beobachten ist. Etwa 30 Jahre später wurde diese Theorie bestätigt, als die ICE-Sonde am 11. September 1985 durch den Schweif des Kometen P/Giacobini-Zinner flog. Dabei entdeckte man einen deutlich meßbaren Magnetschweif mit einem Durchmesser von etwa 10 000 km in einer Entfernung von 7800 km vom Kometenkern [Slavin et al., 1986; Smith et al., 1986]. Der Schweif bestand aus zwei Flügeln unterschiedlicher Magnetfeldpolarität, welche durch eine etwa 1500 km dicke Plasmaschicht mit einer Dichte von $\approx 650 \text{ cm}^{-3}$ und einer Temperatur von $\approx 10^4 \text{ K}$ getrennt war [Wang, 1991]. Die Magnetfelder in den beiden Flügeln erreichten dabei Feldstärken bis zu $600 \mu\text{G}$, was eine deutliche Verstärkung gegenüber dem Magnetfeld des Sonnenwindes bedeutete. Die geradlinige Form des Ionenschweifes erklärt sich somit aus der geradlinigen Form des Magnetschweifes an den die Ionen gebunden sind. Die Konfiguration erinnert in allen Details an die Magnetschweife der in Kapitel 3 untersuchten HVCs. Die bläuliche Farbe des Ionenschweifes (vgl. Abbildung 1.8) schließlich stammt von den CO^+ -Ionen im Schweif her, welche ultraviolette Strahlung von der Sonne absorbieren und bei etwa $\lambda = 4200 \text{ \AA}$ wieder emittieren [Carroll und Ostlie, 1996; Seite 869].

4.2 Abreißen von Kometenschweifen

Der Ionenschweif eines Kometen ist kein statisches System, sondern ist zeitweise starken dynamischen Änderungen seiner Struktur unterworfen. Schon im Jahre 1899 beobachtete Barnard (1899) das zyklisch wiederkehrende Abreißen von Teilen des Ionenschweifes, die dann entlang des ursprünglichen Schweifes vom Kometen wegwanderten und dabei blasser wurden. Heute liegen eine Vielzahl von Beobachtungen solcher Abreißvorgänge bei Kometenschweifen, die von Niedner und Brandt (1978) als DEs (engl. *disconnection event*) klassifiziert wurden, für die Ionenschweife fast aller wichtiger Kometen vor (z.B. Saito et al., 1987; Wu und Qiu, 1987; Brosius et al., 1987; Brandt und Niedner, 1987; Cremonese und Fulle, 1988; Brandt et al., 1999 und Voelzke und Matsuura, 2000). Die Abbildung 4.3 zeigt einen solchen Abreißvorgang, bei dem sich ein Teil des Ionenschweifes des Kometen Hyakutake im Jahre 1999 vom Kometenkern löste und hinter ihm zurückblieb. Einem solchen teilweisen oder vollständigen Abreißen des Schweifes folgt stets die Erneuerung des Schweifes [Voelzke und Matsuura, 2000]. Es handelt sich somit um einen zyklischen Vorgang. Während des letzten Auftretens des Kometen Halley 1985–1986 wurden DEs im Durchschnitt einmal pro Woche, insgesamt 16–19 Einzelvorgänge, beobachtet [Niedner, 1986; Brandt, 1990]. Nach Wegmann (1995) verläuft das Abreißen des Schweifes in vier Phasen. In Phase I wird der Schweif schmaler, in Phase II trennt er sich vom Kometenkern, in Phase III fällt der alte Schweif zurück, während sich ein neuer Schweif bildet, und in Phase IV schließlich ist der alte Schweif verblaßt. Der neue Schweif besitzt oft eine leicht geänderte Richtung im Vergleich zum alten Schweif, so daß der Gesamtschweif oft eine Art Spaltung aufweist. Neben den DEs treten noch andere dynamische Störungen in Kometenschweifen auf [Saito et al., 1987]. Die wichtigsten unter ihnen sind besonders starke Schweifströme, feine seitliche Strahlen, Kondensation mit höherer Schweifdichte, sowie schrauben-, bogen- und knickförmige Unterstrukturen. In diesem Kapitel stehen jedoch die eigentlichen Abreißvorgänge im

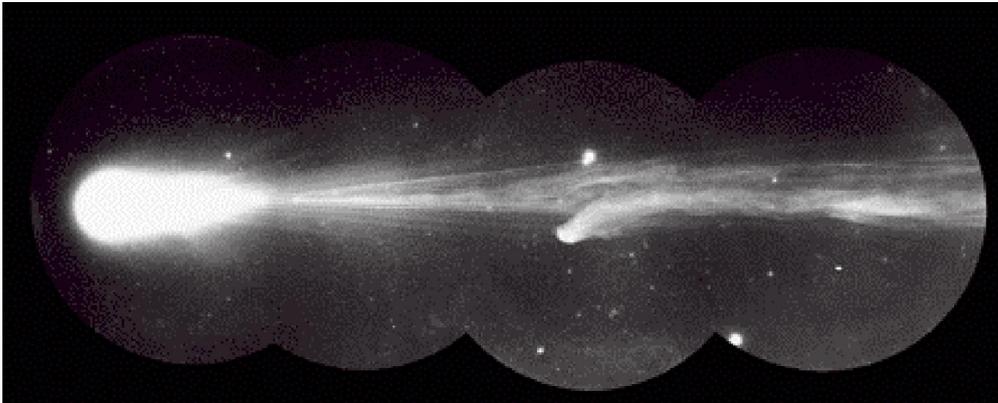


Abb. 4.3: Aufnahme des Abreißens eines Teils der Schweifes von Komet Hyakutake, aufgenommen von der ULYSSES-Sonde im Jahre 1999 (Quelle: <http://ulysses.jpl.nasa.gov/pdfs/ulss99-10.pdf>)

Zentrum des Interesse, auf welche wir uns daher im folgenden beschränken möchten. Zur Erklärung der Abreißvorgänge in Kometenschweif wurden eine Reihe von Theorien vorgebracht. Unter ihnen ist die Drucktheorie von [Ip \(1980\)](#), bei welcher eine Erhöhung des Staudruckes im Sonnenwind die gesamte Ionosphäre des Kometen wegfeigt und dadurch die Feldlinien, welche ursprünglich in der Ionosphäre verankert waren, befreit [[Alfvén, 1957](#)]. Die „Flute“-Instabilitätstheorie von [Ip und Mendis \(1978\)](#) sagt eine Vergrößerung der Anwachsrate der „Flute“-Instabilität durch eine Erhöhung des dynamischen Drucks im Sonnenwinds voraus, durch welche es schließlich zu einer Schwächung der Ionosphäre kommt, durch die sich die verankerten Feldlinien loslösen können. In der *Nachtseiten-Rekonnexions-Theorie* von [Ip \(1985\)](#) und [Russell et al. \(1986\)](#) wird eine Rekonnexion im Ionenschweif ähnlich wie beim Magnetschweif der Erde durch interplanetarische Schocks, Änderungen in der Alfvén-Machzahl des Sonnenwindes oder abrupten Änderungen in der Magnetfeldrichtung (Tangentialdiskontinuitäten) hervorgerufen. Die Rekonnexion im Schweif findet dabei in Form einer Tearing-Instabilität statt, welche durch die superalfvénische Strömungsgeschwindigkeit in den beiden Flügeln des Schweifes [[Baker et al., 1986](#)] zur schnell anwachsenden Strömungs-Tearing-Instabilität verstärkt wird [[Wang, 1991](#)]. In der *Tagseiten-Rekonnexions-Theorie* von [Niedner und Brandt \(1978; 1979\)](#) sammelt der Komet an seiner Stirnseite nach Überqueren einer interplanetarischen Sektorgrenze magnetische Feldlinien mit umgekehrter Polarität zu den bereits in der Ionosphäre verankerten Feldlinien auf, so daß es in der magnetischen Barriere an der Stirnseite des Kometen zur magnetischen Rekonnexion kommt. Die rekonnectierten Feldlinien lösen sich dabei vom Kometenkern ab und trennen einen Teil des Schweifes vom Kometen ab. [Wurm und Mammano \(1972\)](#) beschreiben das Abreißen des Schweifes als Folge des abrupten Abschaltens der Ionenquellen, die den Schweif erzeugen, sie geben jedoch nicht den Mechanismus an, der zum Abschalten der Ionisation von Neutralgas führen könnte. Nach [Brosius et al. \(1987\)](#) verlangen die ersten drei Mechanismen eine Erhöhung des Drucks im Sonnenwind. Wir werden jedoch im

Unterkapitel 4.3.1 sehen, daß eine Nachtseiten-Rekonnexion auch ohne Erhöhung des Drucks im Sonnenwind stattfinden kann. Die Tagseiten-Rekonnexion ist zwingend mit einer Umkehrung der Polarität des Magnetfeldes im Sonnenwind und somit mit der Überquerung einer interplanetarischen Sektorgrenze verbunden. Solchen Sektorgrenzen folgen häufig auch Kompressionsgebiete mit höherer Plasmadichte und geringerer Sonnenwindgeschwindigkeit im Abstand von weniger als einem Tag. Danach folgen wiederum im Abstand von weniger als einem Tag Gebiete mit hoher Geschwindigkeit und geringer Dichte, so daß das Überqueren einer Sektorgrenze auch die ersten drei Mechanismen zum Abreißen des Schweifes bedingen kann [Brosius et al., 1987]. Eine genaue Aussage, welcher Mechanismus hier am Werke ist, kann man nur treffen, wenn man exakt mißt, wie lange es vom Passieren der Sektorgrenze zum Abtrennen des Schweifes dauert. Um dies messen zu können, geht man davon aus, daß die *heliosphärische Stromschicht* (HCS = *heliospheric current sheet*), welche die interplanetarischen Sektorgrenzen definiert, mit der *Carrington-Rotation* der Sonne (gesehen von der Erde aus) mit der Periode $T_{\text{Carrington}} \approx 27.28$ Tage korotiert, so daß sich die Meßdaten von Sonden an anderen Orten durch Korotation auf den Ort des Kometen umrechnen lassen [Voelzke und Matsuura, 2000]. Diese Art der Korotation von Sektorgrenzen ist jedoch ungenau, da die heliosphärische Stromschicht aufgrund der unterschiedlichen Geschwindigkeiten des Sonnenwindes, ausgehend von verschiedenen Orten in der solaren Korona, eine komplizierte gewellte Struktur aufweist [Saito et al., 1987]. Die Lage der HCS kann mit Hilfe eines Potentialfeldmodells mit Oberflächenquellen für die koronalen Magnetfeldlinien basierend auf Beobachtungen der photosphärischen Magnetfelder berechnet werden [Hoeksema, 1989]. Dabei nimmt man an, daß alle magnetischen Feldlinien an der Oberfläche der Quelle in das Plasma eingefroren sind und mit dem Sonnenwind radial in die Heliosphäre hinausgetragen werden [Brandt et al., 1999]. Die Abbildung 4.4 zeigt eine Messung der Sonnenwindgeschwindigkeit und der Magnetfeldpolarität auf einer Umlaufbahn um die Sonne senkrecht zur Ekliptik, welche von der ULYSSES-Sonde aufgenommen wurde. Die höchsten Windgeschwindigkeiten von bis zu 800 km s^{-1} finden sich über den ausgedehnten Löchern in der solaren Korona über den beiden Sonnenpolen, aus denen Plasma entlang offener Feldlinien in die Heliosphäre strömt. In der solaren Äquatorialebene wechselt die Magnetfeldrichtung zwischen von der Sonne weg gerichtet (rötlich) und zur Sonne hin gerichtet (bläulich). In der Nähe der Ekliptik sind die Feldlinien in der Umgebung der Korona jedoch geschlossen (Abb. 4.5(b)) und ein Ausströmen des Sonnenwindes erst in einiger Entfernung von der Sonne möglich (Abb. 4.5(a)). Daher sind die Windgeschwindigkeiten in niedrigen solaren Breitengraden deutlich geringer als über den Polen, liegen jedoch immer noch im Bereich von etwa $300\text{--}500 \text{ km s}^{-1}$ (Abb. 4.4). Zeitliche und räumliche Variationen der Geschwindigkeit des Sonnenwindes können interplanetarische Schockwellen ausbilden, die beim Auftreffen auf den Kometenschweif ein Abreißen desselben auslösen. Wegmann (1995) hat dies anhand von dreidimensionalen magneto-hydrodynamischen Simulationen gezeigt. Eine dichte Plasmawolke löst sich nach Auftreffen der Schockfront von der Ionosphäre des Kometen und wandert schweifabwärts. Das Hauptproblem bei dieser Art der Auslösung eines DEs ist die große Leuchtkraft der Plasmawolke, die in den Simulationen für lange Zeit über der Leuchtkraft der eigentlichen Koma liegt. Solch eine hohe Intensität von

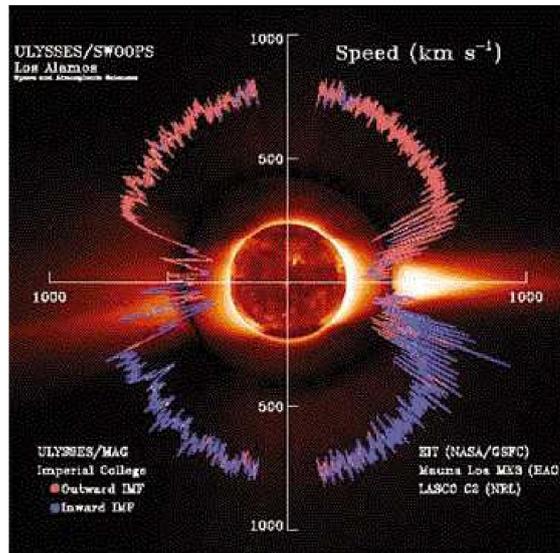
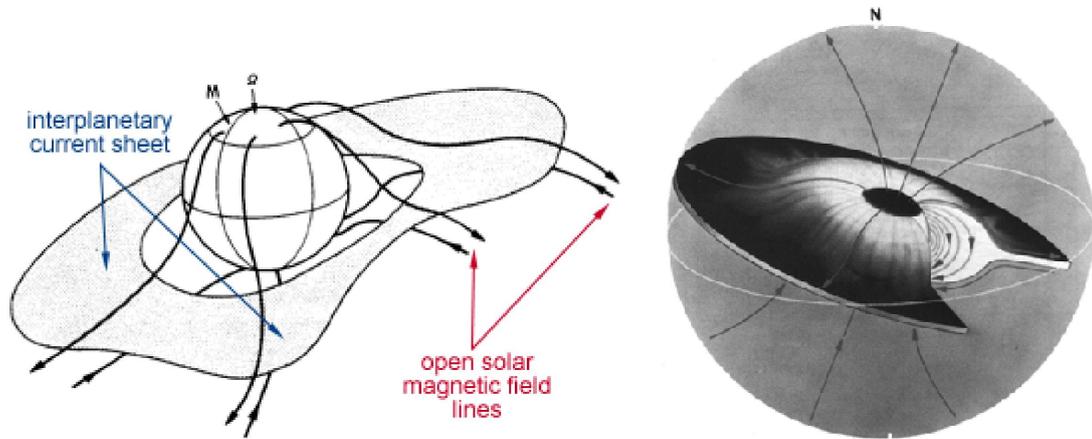


Abb. 4.4: Messung der Sonnenwindgeschwindigkeit und Magnetfeldpolarität auf einer Umlaufbahn senkrecht zur Ekliptik durch die Sonde ULYSSES (1998). Die rote Kurve kennzeichnet Magnetfeldlinien die von der Sonne wegzeigen, während sie im Bereich der blauen Kurve zur Sonne hinzeigen. (Quelle: <http://www.oma.be/BIRA-IASB/Scientific/Topics/SpacePhysics/SolarWindGlobal.html>)

abgetrennten Schweifen wurde jedoch nie beobachtet [Brandt et al., 1999]. Zudem treten nicht genügend viele, ausreichend starke interplanetarische Schockfronten auf, um für mehr als ein Viertel der beobachteten DEs verantwortlich zu zeichnen [Wegmann, 1995]. Die heliosphärische Stromschicht entsteht durch den Wechsel in der Magnetfeldrichtung im Bereich der Ekliptik (Abb. 4.4). Aufgrund lokal unterschiedlicher Geschwindigkeiten des von der rotierenden Sonne abströmenden Sonnenwindes wird die HCS jedoch bei ihrem radialen Ausfluß in die Heliosphäre in Falten geworfen. Gleichzeitig nimmt die Dicke der Stromschicht ab [Saito et al., 1987]. Die Abbildung 4.6 zeigt eine schematische Darstellung der heliosphärischen Stromschicht bis zur Jupiterbahn. Man erkennt daraus, daß die Planeten auf ihren Umlaufbahnen um die Sonne in regelmäßigen Abständen die interplanetarischen Sektorengrenzen durchqueren, was zum Beispiel zur Tagseiten-Rekonnexion in der Erdmagnetosphäre führt. Ebenso durchqueren auch Kometen in der Nähe der Ekliptik Sektorengrenzen und erfahren dabei eine abrupte Änderung der Magnetfeldrichtung. Brandt et al. (1999) und Voelzke und Matsuura (2000) untersuchten die beobachteten DEs des Halleyschen Kometen von 1985 bis 1986 im Hinblick auf dessen Durchgang durch interplanetarische Sektorengrenzen und fanden eine klare Korrelation. Die zeitliche Verzögerung zwischen dem Auftreffen des Kometen auf die Sektorengrenze und dem Abreißen des Schweifes wurde dabei von Niedner und Brandt (1978) und Brosius et al. (1987) mit $0.5 \text{ d} \leq \tau_{\text{rec}} \leq 0.75 \text{ d}$ ($\text{d} = \text{Tage}$) angegeben. Die magnetische Feldstärke in der magnetischen Barriere um den Kometen wurde von Neubauer



(a) Quelle: <http://pluto.space.swri.edu/IMAGE/glossary/IMF.html>

(b) Quelle: <http://www.physics.usyd.edu.au/~cairns/teaching/lecture11/node2.html>

Abb. 4.5: Die heliosphärische Stromschicht (HCS) in der Nähe der solaren Korona

et al. (1986) und Riedler et al. (1986) mit $300 \mu\text{G} \leq B \leq 700 \mu\text{G}$ angegeben. Niedner und Brandt (1978) merken an, daß die bei der magnetischen Rekonnexion in Wärme umgewandelte magnetische Energie aus der Annihilation von Magnetfeldlinien aus dem Sonnenwind und der magnetischen Barriere zu einer erhöhten Ionisationsrate führt und



Abb. 4.6: Schematische Darstellung der heliosphärischen Stromschicht während der anwachsenden Phase des Sonnenzyklus bis zur Jupiterbahn (Quelle: <http://quake.stanford.edu/~wso/gifs/HCS.html>)

somit das Aufleuchten des Schweifes bei einem DE erklärt. Numerische magnetohydrodynamische Simulationen zur Wechselwirkung einer Sektorgrenze mit dem Ionenschweif von Kometen wurden u.a. von [Ogino et al. \(1986\)](#), [Schmidt-Voigt \(1989\)](#) und [Rauer et al. \(1995\)](#) durchgeführt. [Rauer et al. \(1995\)](#) simulierten Fälle, bei denen sich die Magnetfeldrichtung an einer Tangentialdiskontinuität um 6° und 90° drehte, und fanden, daß sich die Schweifrichtung der Magnetfeldrichtung anpaßt, wobei bei der 90° -Drehung ein Paar symmetrischer Plasmastrahlen im Schweif entstehen, der Schweif jedoch nicht abriß. [Schmidt-Voigt \(1989\)](#) untersuchte die Fälle einer 90° - und 180° -Drehung. Dabei zeigt sich im Fall der 90° -Drehung die Ausbildung einer Plasmawolke im Schweif und das Einsetzen eines DEs, während sich im 180° -Fall keinerlei Veränderungen am Schweif zeigten. Es sei jedoch darauf hingewiesen, daß die Simulationen von [Rauer et al. \(1995\)](#) und [Schmidt-Voigt \(1989\)](#) im Rahmen der idealen Magnetohydrodynamik durchgeführt wurden. Eine magnetische Rekonnexion und damit das Abtrennen des Magnetschweifes konnte also nur aufgrund einer unkontrollierbaren numerischen Resistivität stattfinden. Auf diesem Hintergrund erscheint das Ausbleiben eines DEs im Fall der Polaritätsumkehr beim Magnetfeld nicht verwunderlich. [Ogino et al. \(1986\)](#) hingegen führten zweidimensionale Simulationen von Kometen, die eine Sektorgrenze passieren, im Rahmen der resistiven Magnetohydrodynamik mit einer homogenen, konstanten Resistivität η durch und fanden bei Umkehr der Polarität des Sonnenwindes eine deutliche magnetische Rekonnexion an der Tagseite des Kometen, die zum symmetrischen Abreißen der äußeren Schweifanteile führte. Jedoch schlossen sie, daß die magnetische Rekonnexion durch die Zweidimensionalität der Simulationen erzwungen wird und im dreidimensionalen Fall nicht unbedingt stattfinden muß.

Aufgrund der endlichen Ausdehnung der heliosphärischen Stromschicht in der Richtung senkrecht zur Ekliptik, sind Sektorgrenzen auf Gebiete bis 16° heliographischer Breite begrenzt [[Smith und Tsurutani, 1978](#)]. Abreißvorgänge von Kometenschweiften treten jedoch über weitaus größere Bereiche heliographischer Breite auf [[Voelzke und Matsuura, 2000](#)]. Somit müssen DEs bei höheren Breiten durch einen anderen Mechanismus verursacht werden [[Schmidt-Voigt, 1989](#)]. [Russell et al. \(1986\)](#) schlugen daher ein Modell der Nachtseiten-Rekonnexion vor, bei welchem das Abtrennen des Magnetschweifes durch magnetische Rekonnexion im Schweif selbst, beispielsweise durch die Tearing-Instabilität getrieben, geschieht. Dabei würde der abgetrennte Teil des Plasmaschweifes durch den Effekt der „magnetischen Schleuder“ (engl. *magnetic slingshot*), der durch die Zugspannung der gekrümmten, nicht am Kometenkern verankerten Feldlinien verursacht wird, vom Kometen weg beschleunigt. Für diese Art der magnetischen Rekonnexion auf der Nachtseite des Kometen ist keinerlei Umkehr der Polarität des Sonnenwindes nötig. Die Beschleunigung des abgetrennten Schweifes weg vom Kometen entspricht dabei den Beobachtungen.

Im folgenden Unterkapitel werden zwei zweidimensionale Plasma-Neutralgas-Simulationen im Rahmen der resistiven MHD mit lokalisierten, stromabhängigen Resistivitäten vorgestellt, die die beiden Fälle der Nacht- und Tagseiten-Rekonnexion wieder aufgreifen. Im ersten Fall bleibt die Polarität des Sonnenwindes während der gesamten Simulationsdauer konstant, während sie im zweiten Fall nach vollständiger Ausbildung von magnetischer Barriere und Schweif umgepolt wird. Anders als bei den oben beschrie-

benen Kometensimulationen ist die Plasmaströmung des Sonnenwindes in den unten vorgestellten Simulationen zwar superalfvénisch, jedoch subsonisch, so daß sich kein Bow-Schock ausbildet. Weiterhin wurde die Aufladung des Sonnenwindes mit neu gebildeten Ionen nicht berücksichtigt, so daß die Plasmadichten in den simulierten Schweifen deutlich niedriger als in Realität sein werden. Der Fokus galt lediglich der Frage, unter welchen Bedingungen ein Abtrennen des Magnetschweifes stattfindet.

4.3 Simulationen

Die in diesem Unterkapitel beschriebenen Simulationen zeigen eine starke Ähnlichkeit zu den im Kapitel 3, insbesondere im Unterkapitel 3.5 vorgestellten Simulationen von HVCs im galaktischen Halo. Um Rechnungen für das System „Komet im Sonnenwind“ durchzuführen, überträgt man die Normierung für das System „HVCs im galaktischen Halo“ aus Unterkapitel 3.1.2 ausgehend von den Werten aus Unterkapitel 4.1 auf das System des Kometen im Sonnenwind. Hier werden $n_0 = 5 \text{ cm}^{-3}$ als typische Teilchendichte des Sonnenwindes und $L_0 = 10^{11} \text{ cm} = 10^6 \text{ km}$ als typische Ausdehnung der Ionosphäre des Kometen gewählt. Die Magnetfelder werden auf $B_0 = 5 \cdot 10^{-3} \text{ G}$ normiert, da das anfängliche Magnetfeld und das am oberen Rand einströmende Magnetfeld zu $\mathbf{B} = B_{x_0} \hat{x}$ mit $B_{x_0} = 10^{-2}$ gewählt wird. Damit ergibt sich eine Feldstärke des einströmenden Magnetfeldes von $50 \mu\text{G}$. Für die Alfvéngeschwindigkeit ergibt sich somit ein Wert von $v_A \approx 4.88 \cdot 10^8 \text{ cm s}^{-1} = 4880 \text{ km s}^{-1}$ und damit eine Alfvénzeit von $\tau_A \approx 205 \text{ s}$. Desweiteren erhält man $j_0 \approx 1.2 \cdot 10^{-4} \text{ statampere cm}^{-2}$ ($\hat{=} 4 \cdot 10^{-10} \text{ A m}^{-2}$), $\eta_0 \approx 0.68 \text{ s}$ ($\hat{=} 6.1 \cdot 10^9 \Omega \text{ m}$) und $T_0 \approx 7.2 \cdot 10^8 \text{ K}$ als Referenzwerte für die Stromdichte \mathbf{j} , die Resistivität η und die Temperatur T .

Die anfänglichen Temperaturen des Plasmas bewegen sich in normierten Einheiten zwischen $T_{n_0} = 0.1$ und $\tilde{T}_0 = 100$ und sind damit viel zu hoch für typische Sonnenwindtemperaturen von $T_{\text{sol}} = 10^5 \text{ K}$. Auf die qualitativen Ergebnisse der Simulation hat dies jedoch keinen Einfluß, da in den folgenden beiden Simulationen anders als in Kapitel 3 der Energieübertrag durch elastische Stöße (ν_{12}^S -Term in den Energiegleichungen (3.79) und (3.80)) explizit unterdrückt wurde. Dies wurde im Hinblick auf die extremen Dichteunterschiede getan, die zwischen dem Sonnenwindplasma und dem neutralen Kometenkern auftreten. Die Teilchendichten der Kometenkerne liegen im typischen Bereich von Festkörpern, also um 10^{22} cm^{-3} . Solch hohe Gradienten in der Teilchendichte lassen sich numerisch nicht realisieren. Daher wurde ein Dichteverhältnis von $1.5 \cdot 10^4$ zwischen Neutralgaskern und Sonnenwind angesetzt und angenommen, daß der Wärmeübertrag vom Sonnenwind auf den Kometenkern während der simulierten Zeit zu keiner nennenswerten Temperaturerhöhung im Kern führt. Aus diesem Grund kann der Wärmeübertrag vom Plasma auf das Neutralgas vernachlässigt werden. Dadurch ist das in den im Kapitel 3 beschriebenen Simulationen beobachtete anfängliche Einströmen von Plasma in den Neutralgaskern in der folgenden Simulation deutlich schwächer, so daß die hohe Temperatur des Hintergrundplasmas nur einen geringen Einfluß auf die Dynamik des Systems hat.

Die beiden folgenden Simulationen wurden mit einem lokalisierten, stromdichteabhängi-

gen Resistivitätsmodell der Form

$$\eta(j) = \eta_1 + \eta_2 [j^2 - j_{\text{crit}}^2]^\chi \Theta(j^2 - j_{\text{crit}}^2) \quad (4.4)$$

mit Exponent $\chi = 1$, konstanter Hintergrundresistivität $\eta_1 = 10^{-5}$, kritischer Stromdichte $j_{\text{crit}} = 0.1$ und Resistivitätskoeffizient $\eta_2 = 0.05$ durchgeführt. $\Theta(x)$ bezeichnet die Heaviside-Funktion (3.137). Der relativ große Exponent χ bewirkt ein rasches Anwachsen der Resistivität für Stromdichten jenseits der kritischen Stromdichte j_{crit} .

4.3.1 Konstante Polarität des Sonnenwindes

In einer ersten Simulation wird die dynamische Entwicklung des Schweifes eines Kometen im Sonnenwind, der mit konstanter Magnetfeldpolarität, Dichte und Geschwindigkeit strömt, untersucht. Dazu wird von der in Unterkapitel 3.2.1 beschriebenen Anfangskonfiguration ausgegangen, in welcher sich eine Neutralgaskonzentration in einer heißen Plasmaströmung befindet. Die Dichte des Neutralgases variiert dabei zwischen ρ_{min} und $\rho_{\text{min}} + \rho_{n_0}$ mit $\rho_{\text{min}} = 1$ und $\rho_{n_0} = 1.5 \cdot 10^4$. Im Neutralgas herrscht anfangs Druckgleichgewicht mit Druck $p_{n_0} = T_{n_0}(\rho_{\text{min}} + \rho_{n_0})$, wobei $T_{n_0} = 0.1$ die kleinste Temperatur im Zentrum des Kometen ist. Das Plasma besitzt die konstante Dichte ρ_{min} und variiert in der Temperatur zwischen T_{n_0} im Kern des Kometen und $T_0 = 100$ außerhalb des Kometen. Die Plasmaströmung liegt in y -Richtung mit einer Geschwindigkeit von $v_{y_0} = -0.15$. Die Skalierung a der $1/\cosh$ -Profile ist wie bisher $a = 1/2$. Das anfängliche Magnetfeld ist homogen in x -Richtung mit $B_{x_0} = 0.01$ und der elastische Stoßkoeffizient beträgt $\nu_c = 8 \cdot 10^{-6}$. Die Randbedingungen entsprechen denen aus Unterkapitel 3.2.1. Lediglich am oberen Rand wird das mit dem Plasma einströmende Magnetfeld durch $\mathbf{B} = B_{x_0} \hat{x}$ vorgegeben. Die Plasmaströmung hat somit eine lokale Alfvén-Machzahl von $M_A = 15$. Mit den obigen Referenzwerten besitzt die Plasmaströmung eine Relativgeschwindigkeit von $v_{\text{rel}} \approx 732 \text{ km s}^{-1}$ zum Kometen, was einem Sonnenwind mit hoher Geschwindigkeit entspricht. Die Strömung ist damit stark superalfvénisch, jedoch aufgrund der hohen Plasmatemperatur nicht supersonisch. Am oberen Simulationsrand wird das Einströmen des Plasmas erhalten, so daß kontinuierlich magnetischer Fluß mit dem Sonnenwind an den Kometen herangeführt wird. Das Simulationsgebiet wurde auf $[-60, 60] \times [-250, 30]$ erweitert und die Gitterpunktzahl auf 303×703 entsprechend erhöht. Die Simulation lief stabil über einen sehr langen Zeitraum von etwa 1.2 Mio. Integrationsschritten oder 2400 Alfvénzeiten, und brach schließlich aufgrund einer numerischen Instabilität ab.

In Abbildung 4.7 ist die zeitliche Entwicklung des magnetischen Schweifes eines Kometen im Sonnenwind mit konstanter Polarität, Magnetfeldstärke und Geschwindigkeit dargestellt. Dazu sind die magnetischen Feldlinien, die Plasmaströmung und die Resistivität zu den Zeitpunkten $t \approx 2\tau_A, 300\tau_A, 904\tau_A, 1787\tau_A, 2373\tau_A$ und $2432\tau_A$ wiedergegeben. Die Resistivität ist dabei logarithmisch dargestellt. Das erste Teilbild zu Beginn der Simulation zeigt im wesentlichen die magnetische Anfangskonfiguration und den Einschwingvorgang durch Einströmen des Plasmas. Im gesamten Simulationsgebiet ist das Plasma ideal bis auf die Hintergrundresistivität $\eta_1 = 10^{-5}$. Die Feldlinien sind somit in das Plasma eingefroren und werden deshalb durch die Plasmaströmung wie schon bei den Hochgeschwindigkeitswolken vor dem Kometen komprimiert und um dessen Seiten

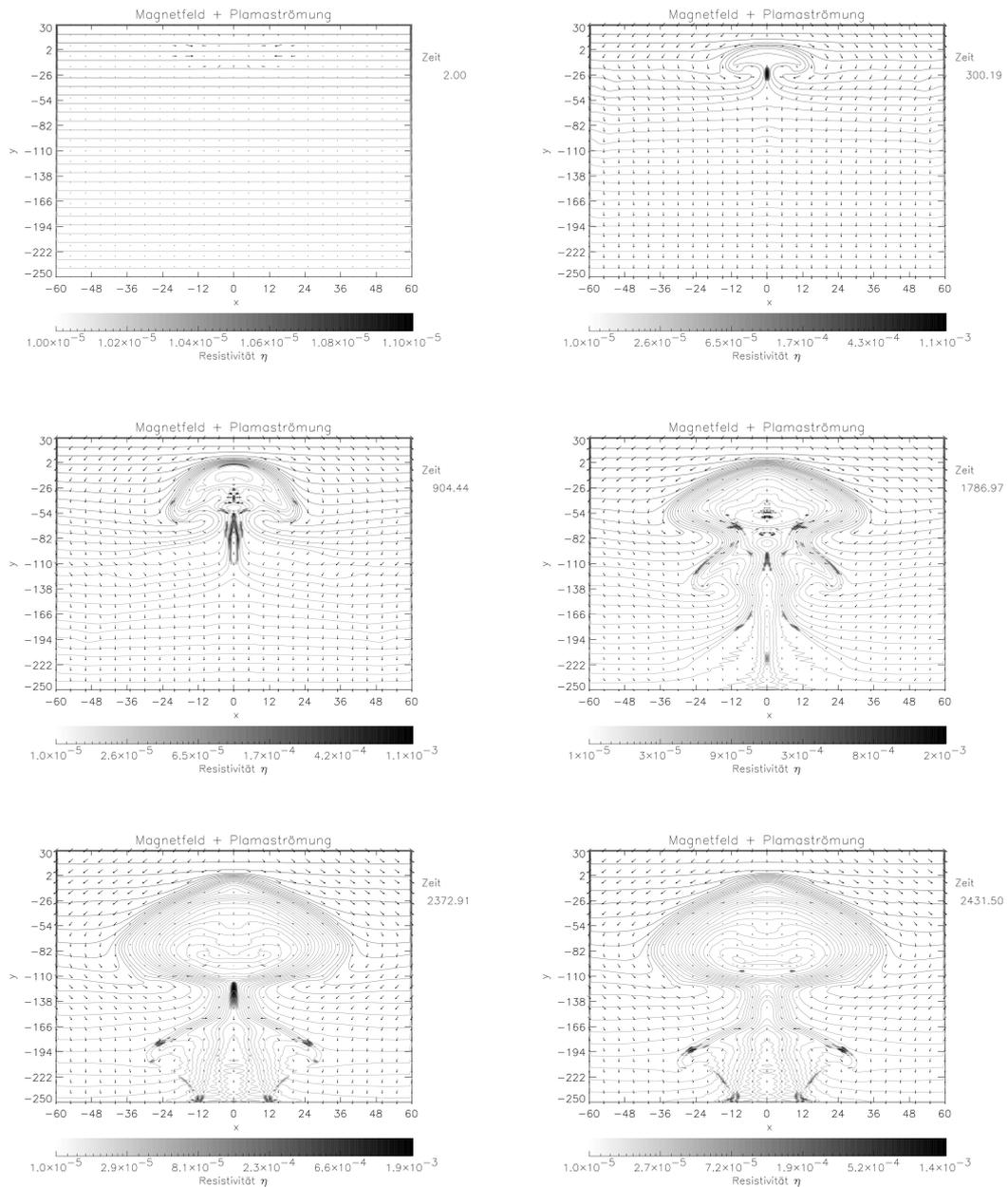


Abb. 4.7: Die Plasmaströmung, das Magnetfeld und die Resistivität für den Fall konstanter Polarität des Sonnenwindes

herum drapiert. Dadurch bildet sich hinter dem Kometen ein magnetischer Schweif mit inversen Magnetfeldrichtungen zu beiden Seiten der Schweifachse. Dieser Wechsel in der Magnetfeldrichtung ist mit einer zentralen Stromschicht entlang der Schweifachse verbunden, deren Stromdichte j_z mit der Zeit durch das Drapieren weiterer Feldlinien um die Ionosphäre des Kometen anwächst. In Abbildung 4.8 ist die Stromdichte j_z zu den Zeitpunkten $t \approx 600\tau_A$, $904\tau_A$, $1494\tau_A$, $2080\tau_A$, $2373\tau_A$ und $2432\tau_A$ dargestellt. Helle Farbtöne zeigen positive Stromdichten an, während dunkle Farbtöne negative Stromdichten signalisieren. Das erste Teilbild zeigt, daß es sich bei der zentralen Stromschicht im Schweif eigentlich um eine Dreifachstromschicht mit einer zentralen negativen und zwei flankierenden positiven Stromschichten handelt. In diesen wächst im Laufe der Zeit die Stromdichte an, bis ihr Betrag schließlich die kritische Stromdichte j_{crit} übersteigt. Ab diesem Zeitpunkt führt die anomale Resistivität ν_{an} in Gleichung (4.4) zu einer Abweichung von der Idealität des Plasmas (vgl. zweites Teilbild in Abbildung 4.7). Es kommt zur *Nachtseiten-Rekonnexion* der antiparallelen Feldlinien und zur Ausbildung eines X- und O-Punktes (drittes Teilbild in Abbildung 4.7). Dadurch wird die Stromschicht im Schweif unterbrochen und es bilden sich Unterstrukturen in der Stromdichte aus (zweites Teilbild in Abbildung 4.8). Neben den Stromschichten im Schweif bildet sich aufgrund der Krümmung und Kompression der magnetischen Feldlinien auch in der magnetischen Barriere eine Stromschicht aus, deren Stromdichte die kritische Stromdichte überschreitet. Daher tritt auch im Frontbereich der Kometenionosphäre eine anomale Resistivität auf (z.B. drittes Teilbild in Abbildung 4.7). Diese führt zur Diffusion der magnetischen Feldlinien durch das Zentrum des Kometen hindurch. Es finden somit gleichzeitig zwei Prozesse statt: Nachtseiten-Rekonnexion und Tagseiten-Diffusion. Beide können prinzipiell zu einem Abreißen des magnetischen Schweifes führen. In intuitiven Modellen führt die Nachtseiten-Rekonnexion über den Slingshot-Mechanismus zu einem Auswurf des abgetrennten Schweifes mit der lokalen Alfvéngeschwindigkeit. Die Simulation zeigt jedoch, daß dieser Vorgang nicht in dieser Form abläuft. Der Slingshot-Mechanismus bezieht sich auf eine stationäre Rekonnexionsschicht. Der Magnetschweif eines Kometen ist jedoch ein dynamisches Gebilde und sammelt ständig weiteren magnetischen Fluß durch die Umströmung des Kometen durch den Sonnenwind auf. Dadurch bildet sich um den inneren Teil der Magnetschweifes, welcher um die zentrale Stromschicht liegt, eine äußere magnetische Hülle, die den Slingshot-Mechanismus durch magnetischen Druck von außen auf die zentrale Stromschicht unterbindet. Diese magnetische Hülle ist z.B. in den Teilbildern zwei und drei der Abbildung 4.9 zu erkennen. Die Abbildung zeigt die Magnetfeldstärke B zu den Zeitpunkten $t \approx 300\tau_A$, $904\tau_A$, $1201\tau_A$, $1787\tau_A$, $2373\tau_A$ und $2432\tau_A$. Man erkennt deutlich, wie durch die magnetische Rekonnexion kleinskalige Unterstrukturen im Magnetschweif gebildet werden. Die äußere magnetische Hülle wächst mit zunehmender Simulationsdauer in die Länge und wird schließlich in der Nähe des X-Punktes des inneren Schweifes instabil, da wie bei der Petschek-Sonnerup-Rekonnexion (vgl. Abschnitt 3.5.1) Plasma in den X-Punkt einströmt und dabei die magnetischen Feldlinien mitnimmt. Dadurch wird die äußere Hülle sukzessive eingeschnürt (vierte Teilbilder in den Abbildungen 4.7, 4.8 und 4.9). Das Einschnüren dieser äußeren magnetischen Hülle generiert eine weitere zentrale Stromschicht, die nach einiger Zeit die dominierende Stromschicht wird (fünftes Teilbild in

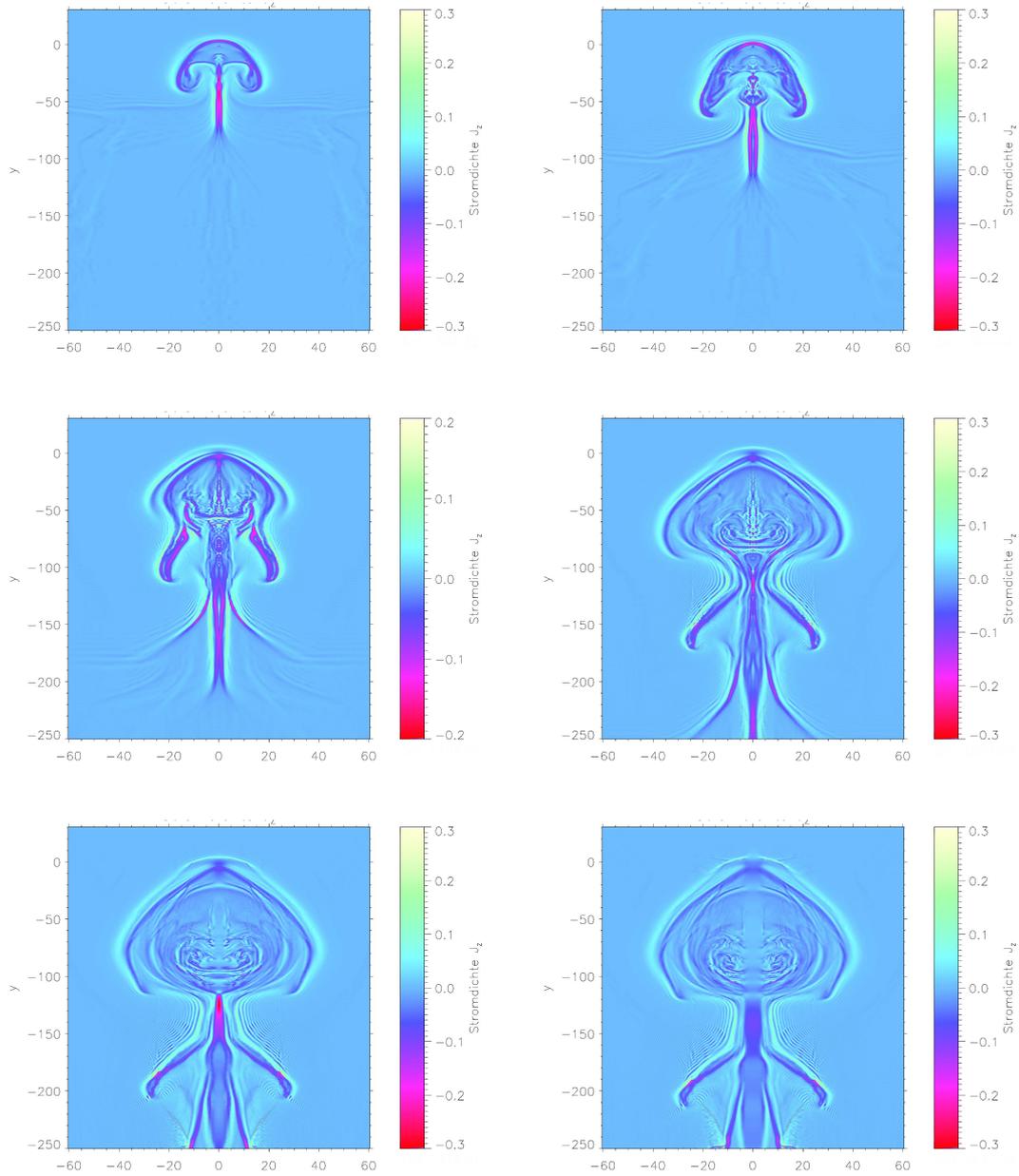


Abb. 4.8: Die Stromdichte j_z für den Fall konstanter Polarität des Sonnenwindes

Abbildung 4.8). Dadurch tritt eine hohe anomale Resistivität auf, die wiederum zur magnetischen Nachtseiten-Rekonnexion führt (fünftes Teilbild in Abbildung 4.7). Die Rekonnexion gleicht der Sweet-Parker-Rekonnexion mit einer ausgedehnten Rekonnexionszone. Deren Länge wächst mit der Zeit an, so daß sich der untere Teil des Magnetschweifes langsam vom Kometenkern entfernt, was ein Abreißen des Schweifes darstellt. Das Abdriften des unteren Teils geschieht dabei mit der Geschwindigkeit des Sonnenwindes, wie sich aus Vergleich der letzten beiden Teilbilder von Abbildung 4.7 ergibt. Vom Beginn des Einschnürens der äußeren Hülle bis zum Abtrennen des Schweifes vergehen etwa 1000 Alfvénzeiten. Dies entspricht in der gewählten Normierung etwa 2.4 Tagen, was mit den beobachteten Zeiten für DE's (Abreißvorgänge) kompatibel ist. Zusätzlich zum Abreißen des Schweifes durch die Nachtseiten-Rekonnexion findet jedoch auch die Diffusion des Magnetfeldes an der Frontseite der Kometenionosphäre statt. Dies führt zu einer Aufspaltung der ursprünglichen magnetischen Barriere in einen Teil, der an der Vorderseite des Kometen verankert ist (äußere Barriere im vierten Teilbild von Abbildung 4.9), und einen Teil, der nicht mehr am Kometen verankert ist und sich durch Diffusion langsam auflöst (innere Barriere in den letzten drei Teilbildern von Abbildung 4.9). Dieser innere Teil trennt sich schließlich vollständig vom Kometen und fällt hinter ihn zurück. Dadurch bildet sich unmittelbar hinter dem Kometen eine magnetische Kavität. Diese ist ansatzweise in den letzten beiden Teilbildern von Abbildung 4.7 zu erkennen. Leider lief die Simulation nicht lange genug, um das vollständige Abreißen des Magnetschweifes durch Tagseiten-Diffusion zu simulieren. Jedoch ist in den letzten Teilbildern von Abbildung 4.9 erkennbar, wie die magnetische Barriere im Bereich des Kometen durch magnetische Diffusion geschwächt wird. Anschaulich beschrieben wird der Magnetschweif letztlich zu „schwer“ für die geschwächte Verankerung und reißt ab. Dabei bleibt die äußere magnetische Barriere zurück. Sie bildet die Ausgangsstufe für die Erneuerung des Magnetschweifes und den darauffolgenden Abreißvorgang. Beim Abreißen eines magnetischen Kometenschweifes handelt es sich somit um einen zyklischen Vorgang. Da in der beschriebenen Simulation das Ausströmen von Neutralgas vom Kometen und die Ionisierung von Neutralgas durch den Sonnenwind außer Betracht gelassen wurden, ist das Abreißen des Schweifes und die Bildung von Plasmoiden nicht mit Erhöhungen der Plasmadichte verbunden. Ein Aufleuchten des Schweifes kann jedoch auch mit einer Erhöhung der Ohmschen Dissipationsrate ηj^2 erklärt werden. Dies erklärt das Aufleuchten des Kopfes des abgetrennten Schweifeteiles (vgl. Abbildung 4.3), da dort die Resistivität maximal ist. Aus der Abbildung 4.9 läßt sich entnehmen, daß die magnetische Feldstärke im Schweif des Kometen bis zu 25mal stärker als im ungestörten Sonnenwind ist. In der gewählten Normierung ergeben sich dabei Werte von bis zu ~ 1.25 mG, die noch über den von [Slavin et al. \(1986\)](#), [Smith et al. \(1986\)](#), [Riedler et al. \(1986\)](#) und [Neubauer et al. \(1986\)](#) genannten Werten liegen. Neben den beiden Flügeln des magnetischen Schweifes zeigen sich in der Struktur des Magnetfeldes in Abbildung 4.9 auch weit ausgreifende magnetische Flügel, die als sogenannte *Alfvén-Flügel* bezeichnet werden (erste vier Teilbilder) [[Kivelson und Russell, 1995](#); [Abschnitt 8.3.1](#)]. Ihr Winkel zur Schweifachse nimmt mit der Zeit ab.

Insgesamt läßt sich festhalten, daß auch für den Fall konstanter Polariät, Dichte und Geschwindigkeit im Sonnenwind ein Abreißen des magnetischen Schweifes von Kometen

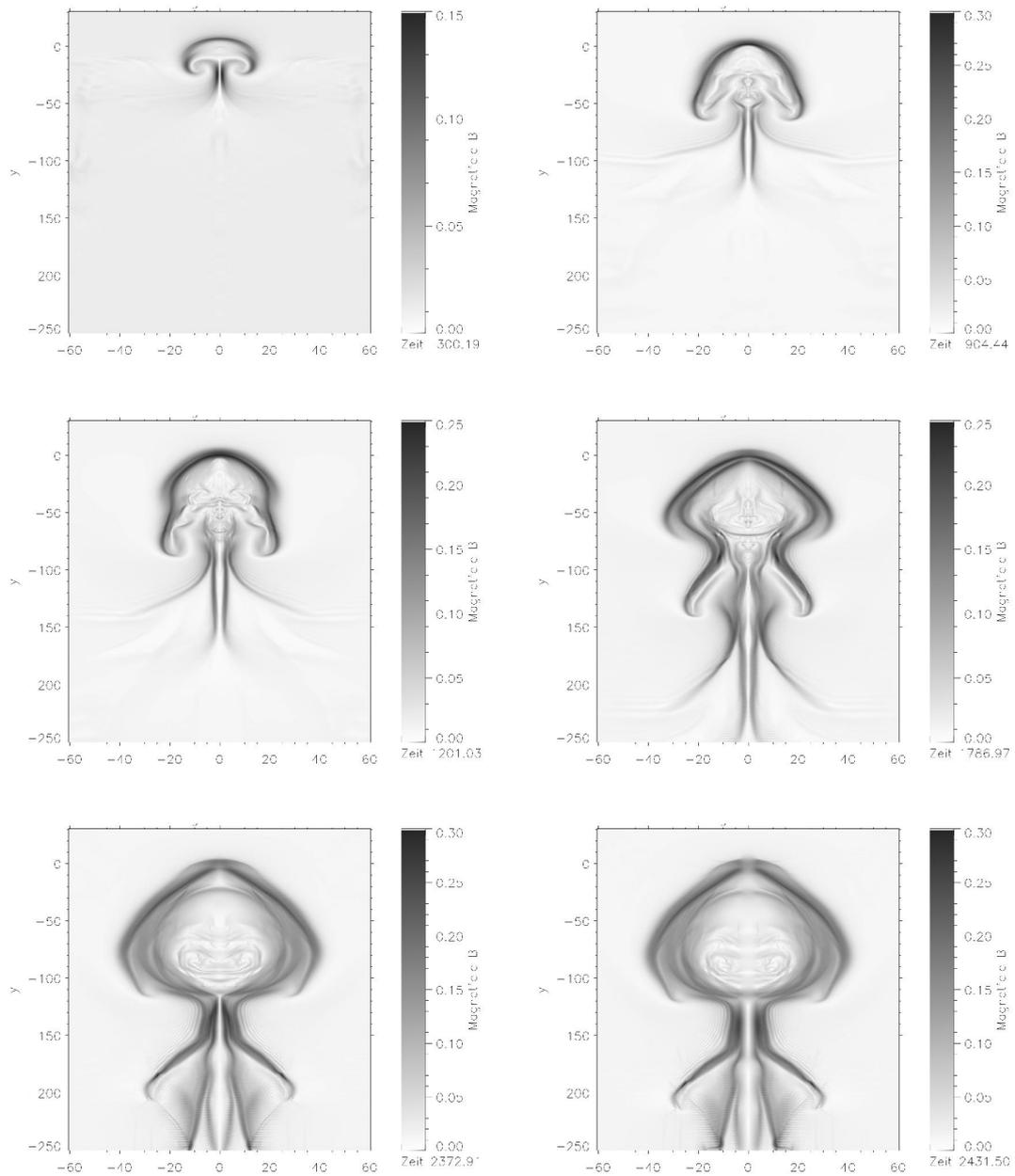


Abb. 4.9: Die Magnetfeldstärke B für den Fall konstanter Polarität des Sonnenwindes

(DE) stattfinden kann. Dies kann einerseits durch Nachtseiten-Rekonnexion, andererseits durch Tagseiten-Diffusion des Magnetfeldes geschehen. In beiden Fällen liegt der abgetrennte Teil symmetrisch zur Schweifachse. Eine Asymmetrie kann jedoch durch die zeitliche Variation der Sonnenwindrichtung relativ zur Bewegungsrichtung des Kometen hervorgerufen werden. Die Zeitskalen für die beobachteten DE's sind mit den Zeitskalen in der vorgestellten Simulation kompatibel.

4.3.2 Umkehr der magnetischen Polarität des Sonnenwindes

Im folgenden wird eine Simulation beschrieben, bei welcher der Durchgang eines Kometen durch die interplanetarische Storgrenze simuliert wird. Ein solcher Durchgang durch die heliosphärische Stromschicht ist mit einem Wechsel der Magnetfeldpolarität des Sonnenwindes verbunden. An dieser Stelle wird der Fall einer Drehung der Magnetfeldrichtung um 180° untersucht. Anders als bei [Rauer et al. \(1995\)](#) und [Schmidt-Voigt \(1989\)](#) vollzieht sich der Übergang jedoch nicht an einer Tangentialdiskontinuität, sondern kontinuierlich. Eine solche stetige Änderung der Tangentialkomponente des Magnetfeldes beim Durchgang durch die heliosphärische Stromschicht erscheint physikalisch sinnvoller als ein diskontinuierlicher Übergang. Um einen solchen stetigen Wechsel der Magnetfeldpolarität zu simulieren gehen wir von einer Datenausgabe der vorhergehenden Simulation aus, in welcher der Magnetschweif des Kometen zwar schon voll ausgeformt ist, die Nachtseiten-Rekonnexion jedoch gerade erst einsetzt. Dies ist zum Zeitpunkt $t \approx 705\tau_A$ der Fall. Der Wechsel der Magnetfeldrichtung wird nun durch Multiplikation der B_x -Komponente der verwendeten Ausgabe mit dem Faktor $-\tanh(y - y_0)/1.5$ bewirkt. Die heliosphärische Stromschicht liegt somit beim y -Wert y_0 , welcher hier zu $y_0 = 25$ gewählt wurde. Das Ergebnis ist im ersten Teilbild der Abbildung [4.11](#) dargestellt. Die Abbildung [4.11](#) zeigt die Stromdichte j_z zu den Zeitpunkten $t \approx 705\tau_A$, $1103\tau_A$, $1299\tau_A$, $1494\tau_A$, $2080\tau_A$ und $2422\tau_A$. Um die recht schwache Stromschicht erkennbar zu machen, wurde sie (und nur sie) in der ersten Teilabbildung zehnfach verstärkt dargestellt. Während der Simulation strömt nun vom oberen Rand her Plasma mit derselben Geschwindigkeit $v_{y_0} = -0.15$, aber umgekehrter Magnetfeldrichtung $\mathbf{B} = -B_{x_0}\hat{x}$ mit $B_{x_0} = 0.01$ ein. Alle übrigen Parameter und Randbedingungen entsprechen exakt denjenigen der vorhergehenden Simulation.

Die Stromschicht bewegt sich nun auf dem Kometen zu und passiert diesen schließlich. In Abbildung [4.10](#) ist die heliosphärische Stromschicht an der Lücke in der Feldliniendarstellung zu erkennen. Sie zeigt die Magnetfeldlinien, die Plasmaströmung und die Resistivität zu den Zeitpunkten $t \approx 904\tau_A$, $1103\tau_A$, $1299\tau_A$, $1494\tau_A$, $2080\tau_A$ und $2422\tau_A$. Jenseits der Stromschicht besitzt das Magnetfeld die entgegengesetzte Richtung zum Magnetfeld vor der Stromschicht. Der Sonnenwind führt nun ständig magnetischen Fluß umgekehrter Polarität an die magnetische Barriere der Kometenionosphäre heran. Dieser Fluß wird vor der bereits existierenden Barriere aufgestaut und komprimiert (zweites Teilbild von Abbildung [4.12](#)). Die Abbildung [4.12](#) stellt die Magnetfeldstärke zu denselben Zeitpunkten dar, für die in Abbildung [4.11](#) die Stromdichte dargestellt ist. Durch das Aufstauen des magnetischen Flusses entsteht eine deutliche Stromschicht zwischen der alten und der neuen magnetischen Barriere, deren Stromdichte j_z die kriti-

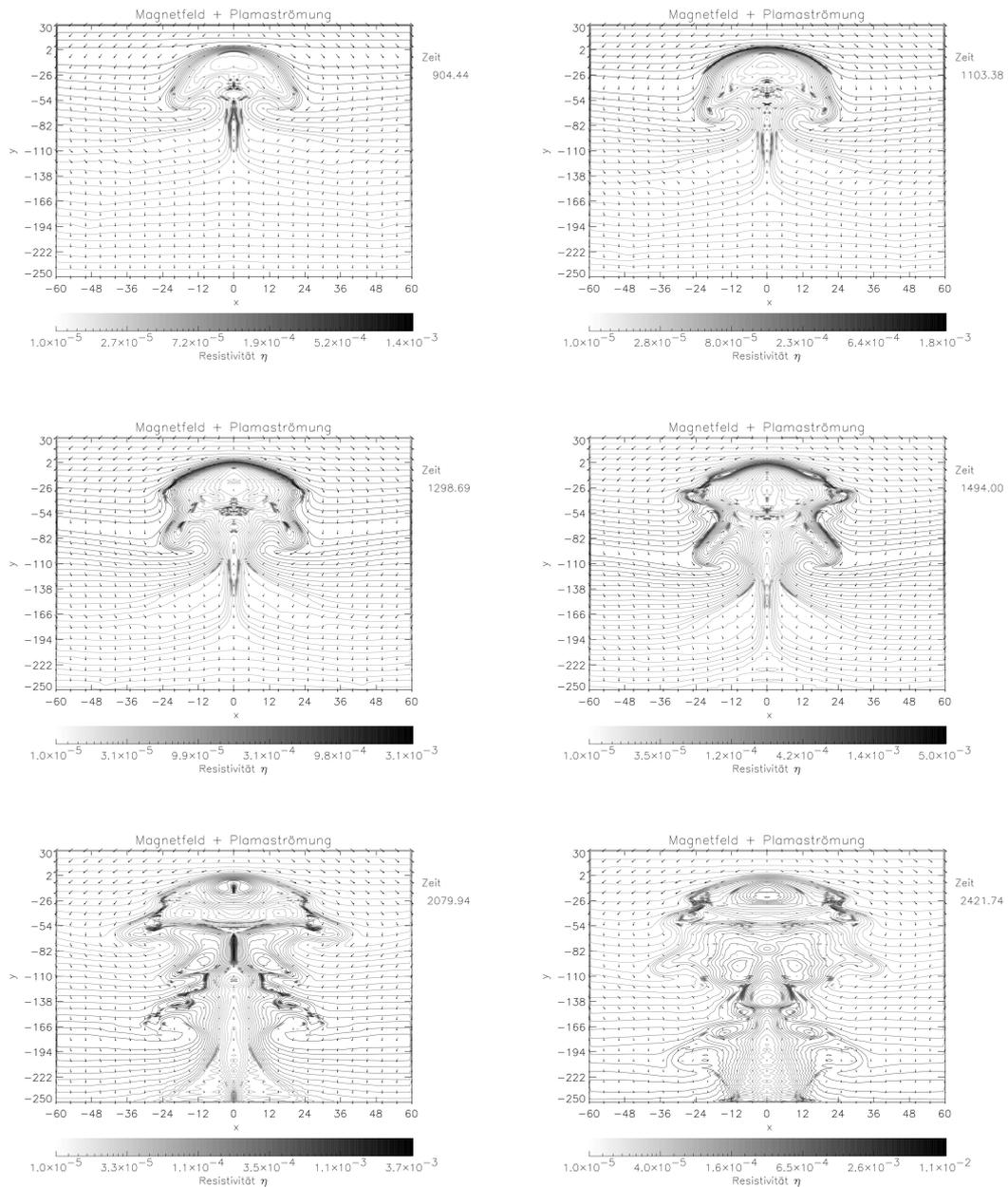


Abb. 4.10: Die Plasmaströmung, das Magnetfeld und die Resistivität für den Fall einer Polaritätsumkehr des Sonnenwindes

sche Stromdichte j_{crit} um ein Vielfaches übersteigt (zweites Teilbild der Abbildung 4.11). Es tritt lokal eine hohe anomale Resistivität in der Stromschicht auf, die schließlich zur magnetischen Rekonnexion führt (zweites Teilbild der Abbildung 4.10). Diese *Tagseiten-Rekonnexion* tritt jedoch nicht, wie man vielleicht erwarten mag, im Zentrum der magnetischen Barriere bei $x = 0$ auf, wo die Resistivität am größten ist, sondern symmetrisch an beiden Flanken bei $|x| \approx 20$, wo der Gradient der Resistivität entlang der Feldlinien besonders groß ist (Teilbilder drei und vier der Abbildung 4.10). Dies entspricht der bereits in Abschnitt 3.5.1 angemerkten Beobachtung, daß magnetische Rekonnexion besonders durch den $\nabla\eta$ -Term in der Induktionsgleichung (3.125) bewirkt wird. Die magnetische Rekonnexion findet für den Fall einer Polaritätsumkehr des Magnetfeldes anders als bei der Tagseiten-Rekonnexion an den Flanken der Ionosphäre des Kometen statt. Dabei werden die Feldlinien wie bei einer Zwiebel von den Seiten der magnetischen Barriere abgeschält und zum Schweif hin transportiert (Teilbilder drei und vier in den Abbildungen 4.11 und 4.12). Zusätzlich findet auch hier das Einschnüren der äußeren magnetischen Hülle durch die Bildung eines X-Punktes im Schweif und die darauffolgende Nachtseiten-Rekonnexion statt (fünfte Teilbilder der Abbildungen 4.10, 4.11 und 4.12). Mit Fortschreiten der heliosphärischen Stromschicht zum unteren Rand des Simulationsgebietes hin bilden sich auch im Schweifbereich an den Flanken starke Stromschichten mit anomaler Resistivität aus, in denen magnetische Rekonnexion stattfindet (selbige Teilbilder). Die äußere magnetische Hülle, welche in der vorhergehenden Simulation dynamisch eine herausragende Rolle spielte, wird dadurch vollständig aufgelöst (letzte Teilbilder in den Abbildungen 4.11 und 4.12). Gegen Ende der Simulation ist der untere Teil des Magnetschweifes vollständig vom Kometenkern getrennt und driftet von diesem fort (letztes Teilbild in Abbildung 4.10). Der Durchgang des Kometen durch eine interplanetarische Sektorgrenze führt somit zunächst zum Ablösen der Flanken der magnetischen Barriere und schließlich zum vollständigen Abreißen des Magnetschweifes. Die einzelnen Rekonnexionsvorgänge können in Beobachtungen durchaus als separate DEs wahrgenommen werden, insbesondere wenn sich während des Vorganges die Richtung des Sonnenwindes oder andere Sonnenwindparameter wie Dichte und Geschwindigkeit ändern. Vom ersten Kontakt der heliosphärischen Stromschicht mit der Ionosphäre des Kometen bis zum ersten Auftreten von magnetischer Rekonnexion vergehen in der geschilderten Simulation etwa 400 Alfvénzeiten. Dies entspricht in der gewählten Normierung einer Zeitverzögerung von etwa 22.7 Stunden, die nur wenig größer als die von [Niedner und Brandt \(1978\)](#) und [Brosius et al. \(1987\)](#) angegebene Zeitspanne ist. Zusammenfassend läßt sich sagen, daß in beiden Fällen Abreißvorgänge von Magnetschweif von Kometen auftreten. Selbst bei konstanten Sonnenwindbedingungen führt das Auftreten lokaler anomaler Resistivitäten durch Mikroturbulenzen in der Stromschicht des Schweifes zum zyklischen Abtrennen des Schweifes. Durch einen Wechsel in der Magnetfeldpolarität des Sonnenwindes wird dieser Prozeß jedoch deutlich beschleunigt und verstärkt. Es ist daher zu vermuten, daß die deutlichsten beobachteten DEs mit Durchgängen des Kometen durch die heliosphärische Stromschicht verbunden sind. Die Simulationen zeigen weiterhin einen entscheidenden Unterschied zwischen Tag- und Nachtseiten-Rekonnexion. Nur bei der Tagseiten-Rekonnexion lösen sich Teile des Magnetschweifes von den Flanken der Kometenionosphäre ab. Die Nachtseiten-Rekonnexion

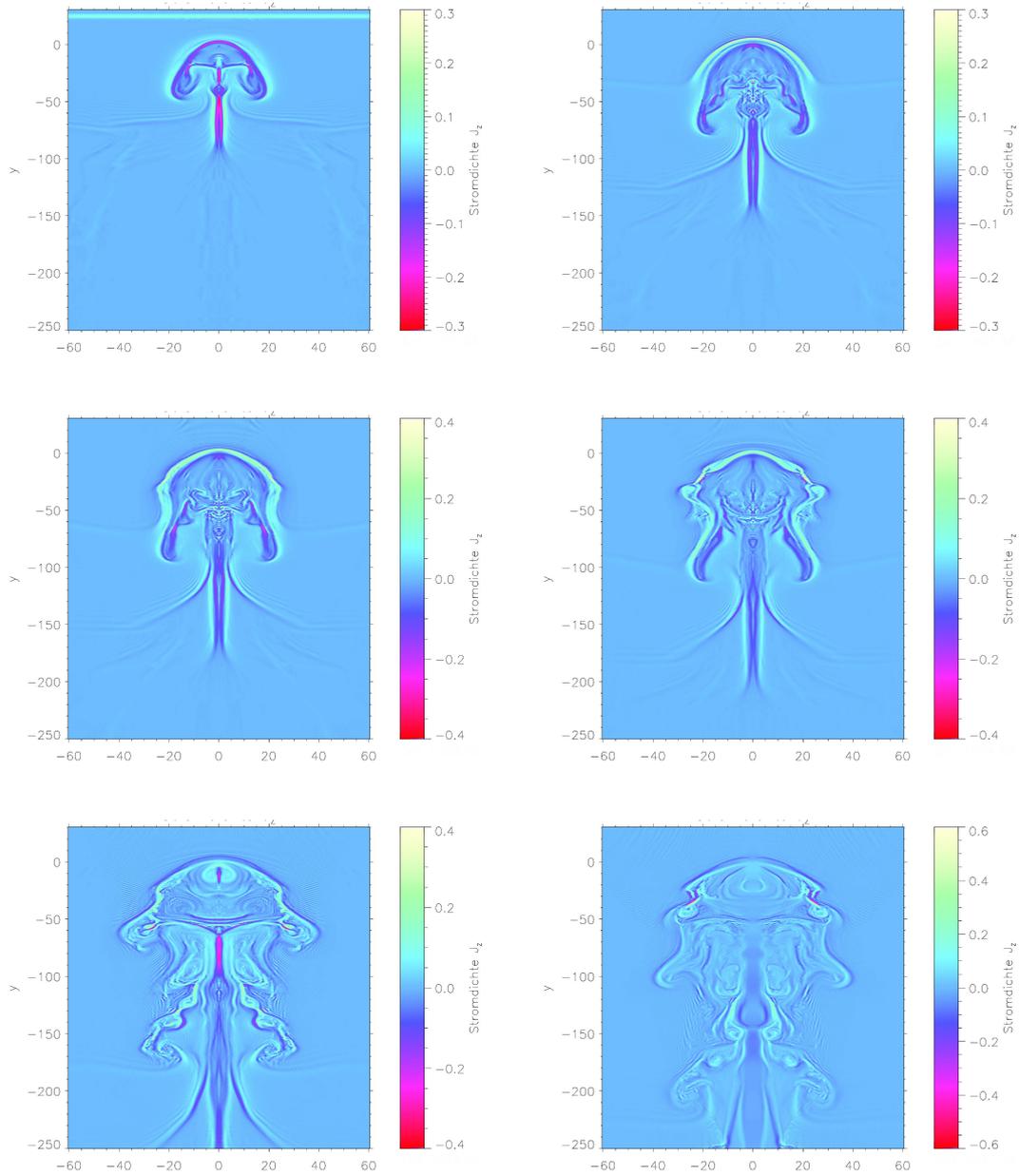


Abb. 4.11: Die Stromdichte j_z für den Fall einer Polaritätsumkehr des Sonnenwindes

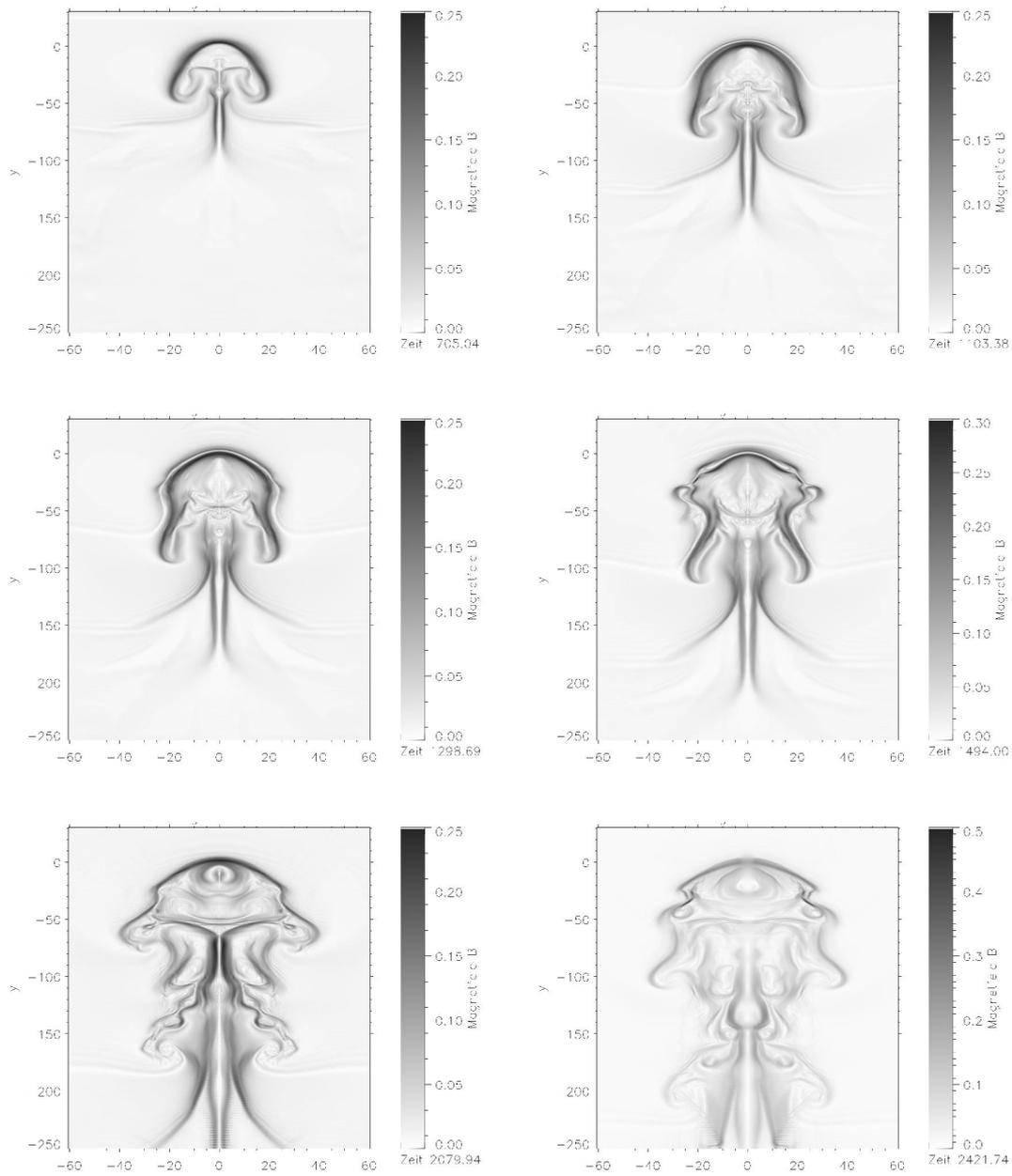


Abb. 4.12: Die Magnetfeldstärke B für den Fall einer Polaritätsumkehr des Sonnenwindes

findet stets auf der Schweifachse statt. Daher sind mit hoher Wahrscheinlichkeit auch die meisten DEs, bei denen nur ein Teil des Kometenschweifes an einer Seite abgetrennt wird (vgl. Abbildung 4.3), auf Durchgänge des Kometen durch interplanetarische Sektorgrenzen zurückzuführen. Die zusätzliche Nachtseiten-Rekonnexion kann jedoch die Diskrepanz zwischen der Anzahl der beobachteten DEs und der Zahl von Polaritätswechseln im Sonnenwind deutlich vermindern.

Nicht simuliert wurde die Dynamik des Magnetschweifes bei gleichbleibender Magnetfeldpolarität, aber veränderter Dichte oder Geschwindigkeit des Sonnenwindes. Es ist wahrscheinlich, daß auch solche Parameteränderungen im Sonnenwind Abreißvorgänge in Kometenschweiften auslösen, wenn sie zu einem lokalen Anwachsen der Stromdichte in der Stromschicht des Schweifes führen. Weitere Simulationen, die außerhalb des Rahmens dieser Arbeit liegen, werden diese Fälle untersuchen.

Kapitel 5

Diskussion und Ausblick

5.1 Zusammenfassung der Ergebnisse

In der vorliegenden Arbeit wurden die Wechselwirkungen einer kalten, dichten Neutralgaskonzentration mit einem heißen, magnetisierten Plasma untersucht, welches sich relativ zum Neutralgas in Bewegung befindet. Die Untersuchungen konzentrierten sich dabei auf die beiden Systeme „Hochgeschwindigkeitswolke im galaktischen Halo“ und „Komet im Sonnenwind“. In beiden Systemen bewegt sich eine kühle, dichte Neutralgaskonzentration relativ zu einem magnetisierten, wesentlich dünneren und heißeren Plasmahintergrund. Beide Neutralgaskonzentrationen, HVC und Komet, besitzen dabei kein inhärentes Magnetfeld. Die Situation ist damit auch vergleichbar mit dem System eines unmagnetisierten Planeten oder Mondes wie der Venus und des Jupiter-Mondes Io im magnetisierten Sonnenwind. Die Wechselwirkungen zwischen dem Plasma und dem Neutralgas wurden in dieser Arbeit im Rahmen der Zwei-Fluidtheorie mit den Fluidkomponenten Plasma und Neutralgas mit den Gesetzen der Magnetohydrodynamik numerisch untersucht. Dazu wurden zweidimensionale, selbstkonsistente und z.T. resistive Plasma-Neutralgas-Simulationen für die betrachteten Systeme mit einer Reihe unterschiedlicher Konfigurationen und Parameter durchgeführt. Für das System der HVC im galaktischen Halo stand dabei die dynamische Entwicklung und Stabilisierung der Hochgeschwindigkeitswolke im Zentrum des Interesses. In Kapitel 3 wurden dazu zunächst die Simulationsgleichungen des Plasma-Neutralgas-Codes kurz dargestellt und motiviert, sowie deren Normierung durchgeführt, um eine Skalierbarkeit der Ergebnisse zu erwirken. Anschließend wurde in einer ersten Serie von Simulationen die superalfvénische, aber subsonische Bewegung einer HVC durch den galaktischen Halo mit unterschiedlichen Orientierungen des Magnetfeldes zur Bewegung der Wolke im Rahmen der idealen Magnetohydrodynamik simuliert. Die untersuchten Fälle umfaßten dabei die Bewegungen senkrecht und parallel, sowie im 45° -Winkel zum Magnetfeld. Die Simulationen wurden dabei stets im Ruhesystem der Neutralgaswolke durchgeführt, sodaß diese sich in einer magnetisierten Plasmaströmung befand. Es zeigte sich, daß sich bei Vorliegen einer ausreichend starken Magnetfeldkomponente senkrecht zur Bewegungsrichtung eine *magnetische Barriere* durch Kompression und Aufstauen magnetischer Feldlinien im Frontbereich der Wolke

ausbildet, die die HVC dynamisch und thermisch stabilisiert. Die magnetische Feldstärke wurde dabei je nach Relativgeschwindigkeit von Plasma und Neutralgas um das Zehn- bis Zwanzigfache verstärkt. Die magnetische Barriere bildete eine Randschicht um die Neutralgaswolke, deren magnetischer Druck den Staudruck des anströmenden Plasmas kompensierte. Dadurch wurde ein Zerreißen der HVC durch Impulsübertrag vom Plasma auf das Neutralgas unterbunden, was anhand einer rein hydrodynamischen Vergleichssimulation belegt wurde. Ohne Barriere zerriß die Neutralgaswolke auf einer Zeitskala, die klein gegenüber den beobachteten Lebensdauern von HVCs ist. Mit magnetischer Barriere jedoch behielten die HVCs über die Zeitspanne einer charakteristischen Lebensdauer sowohl ihr thermisches als auch ihr Dichteprofil. Die Barriere diente dabei als Schutzschild, welches ein Eindringen des Plasmas in den Wolkenkern und die damit verbundene Aufheizung des Neutralgases verhinderte. Sie reduzierte damit das Verdampfen von Neutralgas an der Wolkenoberfläche soweit, daß die simulierte Lebensdauer mit den beobachteten Zeitskalen kompatibel wurde. Neben der Barriere im Frontbereich der HVC bildete sich in deren „Kielwasser“ zusätzlich ein magnetischer Schweif aus, indem Magnetfeldlinien durch die Umströmung der HVC mit idealem Plasma um diese herum drapiert wurden. Der Magnetschweif wies dabei eine zentrale Stromschicht auf, die durch die antiparallelen Magnetfelder in seinen beiden Flügeln hervorgerufen wurde. Auch im Schweif waren die Magnetfelder deutlich gegenüber dem Hintergrundmagnetfeld verstärkt. Es stellte sich heraus, daß die magnetische Energiedichte in der Barriere zunächst exponentiell mit der Zeit wuchs und schließlich bei einem Wert sättigte, der von der Relativgeschwindigkeit von Plasma und Neutralgas bestimmt wurde. Das exponentielle Wachstum wurde dabei durch Umwandlung von kinetischer Energie des Plasmas in magnetische Energie ermöglicht. Die magnetische Barriere bildete zusammen mit dem Schweif die in Kapitel 2 beschriebene *Kopf-Schweif-Struktur*. Durch Impulsübertrag wurde Neutralgas durch die Plasmaströmung von den Seiten der HVC abgerieben und in den Schweif transportiert. Die Säulendichte des Neutralgases zeigte dabei in einem Schnitt entlang der Schweifachse den bei vielen HVCs mit Kopf-Schweif-Struktur beobachteten, charakteristischen exponentiellen Abfall zum Schweifende hin. Die Ergebnisse der Simulationen zeigten sowohl im Dichte- als auch Temperaturprofil klare Übereinstimmungen mit den Beobachtungen. Selbst die häufig beobachtete Zwei-Phasen-Struktur von Hochgeschwindigkeitswolken konnte in einer Simulation mit einem höheren Dichtekontrast zwischen Neutralgas und Plasma reproduziert werden. Weiterhin wurden Simulationen mit höherer Alfvén-Machzahl M_A und höherer Gitterauflösung durchgeführt, um die Valenz der Ergebnisse für einen weiten Parameterbereich zu untermauern und deren Abhängigkeit von der numerischen Auflösung zu untersuchen. Es zeigte sich, daß das Vorhandensein einer im Verhältnis zu beobachteten Halomagnetfeldern schwachen Senkrechtkomponente des Magnetfeldes ausreicht, um eine Hochgeschwindigkeitswolke, die sich mit superalfvénischer Geschwindigkeit durch den galaktischen Halo bewegt, dynamisch zu stabilisieren.

Weiterhin wurde in Kapitel 3 die Bildung eines magnetischen Schweifes eingehend untersucht. Dabei stellte sich heraus, daß der Strömungswiderstandswert C_D der Neutralgaswolke durch Ausbildung der magnetischen Barriere minimiert wurde. Das Abstreifen von Wolkenmaterial von den Flanken der HVC kam dadurch im Laufe der Simulation

zum Stillstand. Für die in der Literatur diskutierten (siehe Kapitel 2) hydrodynamischen Reibungsmodelle zur Entfernungsbestimmung von HVCs bedeutet dies, daß die Annahme eines konstanten Reibungskoeffizienten kaum haltbar ist.

In Kapitel 2 wurde der kritische Einfluß von Kelvin-Helmholtz- und Rayleigh-Taylor-Instabilitäten auf die Lebensdauer von HVCs diskutiert (*Champagner Effekt*). Zur Untersuchung dieses Einflusses wurde daher in Kapitel 3 eine Simulation vorgestellt, in welcher die Einsatzkriterien für die modifizierte Kelvin-Helmholtz-Instabilität in magnetisierten Plasma-Neutralgas-Systemen erfüllt war. Es zeigte sich, daß zwar der magnetische Schweif instabil gegen die Kelvin-Helmholtz-Instabilität wurde, die eigentliche HVC jedoch durch die Magnetfeldverstärkung in der magnetischen Barriere stabil blieb. Ein Zerreißen der HVC durch Kelvin-Helmholtz-Moden wurde dadurch unterbunden. Im vorletzten Unterkapitel des Kapitels 3 wurde weiterhin anhand einer resistiven Simulation mit stromdichteabhängiger, lokaler Resistivität η gezeigt, daß der Magnetschweif von HVCs instabil gegen eine Tearing-artige Instabilität sein kann. Es bildeten sich magnetische Inseln, X- und O-Punkte aus, die zum Abreißen des Schweifes führten. Im letzten Unterkapitel wurden schließlich die Einschränkungen aufgrund der Zweidimensionalität der Simulation und die zu erwartenden Unterschiede bei dreidimensionalen Simulationen diskutiert (vgl. Unterkapitel 5.3).

Neben den numerischen Untersuchungen zum System der HVCs im galaktischen Halo wurden in dieser Arbeit auch analytische Rechnungen zum Problem der erhöhten $H\alpha$ -Emission von den Frontseiten der HVCs im Magellanschen Strom angestellt. Die Problemstellung wurde im Rahmen der Einführung in die Beobachtungen und die Physik der Hochgeschwindigkeitswolken in Kapitel 2 eingehend dargelegt. Im Anschluß daran wurde gezeigt, daß die Ionisation von Neutralgasatomen durch den *kritischen Geschwindigkeitseffekt* einen plausiblen Mechanismus zur Erklärung der $H\alpha$ -Emissionen darstellt, die im Rahmen der herkömmlichen Photo- und Schockionisationsmodelle nicht erklärbar sind. Der im dritten Unterkapitel von Kapitel 2 beschriebene kritische Geschwindigkeitseffekt ist ein kinetischer Ionisationsprozeß, bei dem sich ein Neutralgas relativ zu einem magnetisierten Plasmahintergrund und senkrecht zum Magnetfeld bewegt und dabei elektrostatische Wellen anregt, die die Elektronen des Plasmas heizen. Die so beschleunigten Elektronen können bei Erfüllung gewisser Bedingungen an Magnetfeldstärke und Plasma- und Neutralgasdichte eine lawinenartige Ionisation des Neutralgases ähnlich wie bei einer Townsend-Gasentladung auslösen. Bei der Rekombination der ionisierten Wasserstoff-Atome mit den Plasmaelektronen kommt es dann zur Emission der beobachteten $H\alpha$ -Linie.

Das System der Hochgeschwindigkeitswolken im galaktischen Halo ist eng verwandt mit dem System von Kometen im Sonnenwind. Bei diesen beobachtet man bei ihrer Annäherung an die Sonne zyklische Vorgänge, bei denen Teile des Ionenschweifes oder der gesamte Ionenschweif abreißen. Der Ionenschweif der Kometen entsteht durch das Drapieren der Magnetfeldlinien des Sonnenwindes um den Kometen herum und ähnelt damit dem Magnetschweif von HVCs. In Kapitel 4 wurden daher zwei Simulationen mit stromdichteabhängiger, lokaler Resistivität vorgestellt, die das Abreißen eines Kometenschweifes bei gleichbleibender und bei wechselnder Polarität des Magnetfeldes im Sonnenwind demonstrieren. Die Simulationen zeigten, daß eine lokalisierte Resistivität

auch bei gleichbleibender Polarität des Sonnenwindes zum Abreißen des Ionenschweifes führen kann, indem dessen Magnetfeld auf der Nachtseite des Kometen rekonnektiert (*Nachtseiten-Rekonnexion*). Deutlich vehementer war der Abreißprozeß jedoch bei einem Wechsel der Magnetfeldpolarität, da in diesem Fall zusätzlich eine starke *Tagseiten-Rekonnexion* zum Abreißen der Flanken des Magnetschweifes führte. Die in den Simulationen gemessenen Zeitskalen für die Abreißvorgänge waren dabei mit den beobachteten Zeitskalen kompatibel.

Insgesamt wurde in dieser Arbeit gezeigt, daß die in der Literatur meist nicht berücksichtigten Magnetfelder in galaktischen Halos eine entscheidende Rolle bei der dynamischen und thermischen Stabilisierung von Hochgeschwindigkeitswolken spielen. Sie sind nicht nur in der Lage, deren Lebensdauern zu erklären, sondern liefern zusätzlich als direkte Konsequenz die beobachteten Morphologien von HVCs. Die Ausbildung einer magnetischen Barriere an der Frontseite einer HVC, die sich durch ein magnetisiertes Plasma bewegt, ist dabei ein allgemeines Phänomen und keineswegs von einer speziellen Wahl der Parameter abhängig. Solange die Bewegung der HVC mit superalfvénischer Geschwindigkeit relativ zum Plasmahintergrund stattfindet, bildet sich schon bei einer kleinen Komponente des Magnetfeldes senkrecht zur Bewegungsrichtung eine magnetische Barriere aus, deren Stärke durch die Relativgeschwindigkeit von Plasma und Neutralgas bestimmt wird. Dieses Phänomen tritt auch bei Kometen und unmagnetisierten Planeten und Monden auf. Der sich hinter der HVC ausbildende Schweif kann instabil gegen Strömungsinstabilitäten wie die Kelvin-Helmholtz-Instabilität und resistive Instabilitäten wie die Tearing-Instabilität werden. Die eigentliche Wolke bleibt jedoch aufgrund der magnetischen Barriere stabil. Die Arbeit liefert damit einen Beitrag zur Erklärung der beobachteten Lebensdauern von HVCs und gibt Ansatzpunkte für das noch offene Problem der Entfernungsbestimmung von HVCs.

5.2 Zur thermischen Isolation von HVCs

Die in dieser Arbeit vorgestellten Simulationen wurden stets unter Vernachlässigung der Wärmeleitung durchgeführt. Will man die Wärmeleitung, die im wesentlichen durch die Elektronen des Plasmas getragen wird [Cowie und McKee, 1977], mitberücksichtigen, so ergibt sich ein zusätzlicher Term $-\nabla \cdot \mathbf{q}$ mit dem Wärmefluß $\mathbf{q} = -\kappa \nabla T$ und dem *Wärmeleitungstensor* κ in der Energiebilanzgleichung 3.79 des Plasmas. Da sich die Elektronen aufgrund ihrer Ladung senkrecht zum Magnetfeld nicht frei bewegen können, ist die Wärmeleitung in magnetisierten Plasmen anisotrop. Der Wärmeleitungskoeffizient κ ist daher ein Tensor. Man unterscheidet zwischen paralleler (κ_{\parallel}) und senkrechter (κ_{\perp}) Wärmeleitfähigkeit. Die Wärmeleitfähigkeit parallel zum Magnetfeld entspricht der isotropen Wärmeleitfähigkeit ohne Magnetfelder (Spitzer-Leitfähigkeit; Spitzer, 1962) und ist nach Braginskii (1965) durch

$$\kappa_{\parallel}(T_e) = 1.8 \cdot 10^{-5} \Lambda^{-1} T_e^{5/2} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-1} \text{ K}^{-1} \quad (5.1)$$

gegeben, wobei der Coulomb-Logarithmus $\Lambda = \ln \Lambda_C = \ln(\lambda_D/\lambda_L)$ das Verhältnis der Debye-Länge λ_D zur Landau-Länge λ_L ausdrückt (vgl. Unterkapitel 3.1.1) und für ty-

pische extragalaktische und Haloplasmen mit einer Temperatur von $T_e \approx 2 \cdot 10^6$ K und einer Dichte von $n \approx 10^{-5} \text{ cm}^{-3}$ bei etwa $\Lambda \approx 35$ liegt. Die klassische Wärmeleitfähigkeit κ_{\parallel} läßt sich nach [Cowie und McKee \(1977\)](#) auch als

$$\kappa_{\parallel} = 1.31 n_e \lambda_e \left(\frac{k_B T_e}{m_e} \right)^{1/2} \quad (5.2)$$

mit der mittleren freien Weglänge eines Elektrons in einem vollständig ionisierten Wasserstoffplasma der Dichte n_e und Temperatur T_e [[Ettori und Fabian, 2000](#)]

$$\lambda_e = 30.2 T_1^2 n_{-3}^{-1} \left(\frac{\ln \Lambda_C}{37.9 + \ln(T_1/n_{-3}^{1/2})} \right)^{-1} \text{ kpc} \quad (5.3)$$

ausdrücken. Dabei wurden die dimensionslosen Größen $T_1 = k_B T_e / 10 \text{ keV}$ und $n_{-3} = n_e / 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$ verwendet.

Falls die mittlere freie Weglänge λ_e der Elektronen vergleichbar mit der Skalenlänge δr des Temperaturgradienten ist, saturiert der Wärmefluß \mathbf{q} , der von den Elektronen getragen werden kann, bei einem Sättigungswert [[Cowie und McKee, 1977](#)]

$$q_{\text{sat}} = 0.42 \left(\frac{2k_B T_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} n_e k_B T_e = 0.023 T_1^{3/2} n_{-3} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} . \quad (5.4)$$

Für Elektronen in typischen Haloplasmen ergibt sich nach Gleichung (5.3) eine freie Weglänge von $\lambda_e \approx 1.25 \text{ kpc}$. Als typische Skalenlänge des Temperaturgradienten ergeben sich je nach Dichte der HVC Werte zwischen der Dicke R_{mag} der ionisierten Randschicht (vgl. Unterkapitel 2.3) und dem Radius der Wolke. Für alle galaktischen HVCs ist die freie Weglänge somit größer als die Skalenlänge des Temperaturgradienten, so daß der Wärmefluß gesättigt ist. Als Sättigungsfluß erhält man nach (5.4) den Wert $q_{\text{sat}} \approx 6.5 \cdot 10^{-7} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$.

Bei Anwesenheit von Magnetfeldern ist die freie Weglänge λ_e der Elektronen jedoch durch deren Gyrationradius $r_{c_e} = v_{\text{th}_e} / \omega_{c_e}$ gegeben, wobei $v_{\text{th}_e} = \sqrt{k_B T_e / m_e}$ die thermische Geschwindigkeit der Elektronen und $\omega_{c_e} = eB / m_e c$ ihre Gyrofrequenz ist. Die charakteristische Feldstärke in der magnetischen Barriere beträgt nach den Erkenntnissen aus Kapitel 3 etwa $B \approx 10 \mu\text{G}$. Für diese Magnetfeldstärke ergibt sich für die Elektronen des Haloplasmas ein Gyrationradius von $r_{c_e} \approx 3 \cdot 10^6 \text{ cm}$, der somit deutlich kleiner als die Dicke der ionisierten Randschicht ist. Daher kommt es nicht zur Sättigung des Wärmeflusses senkrecht zum Magnetfeld aufgrund der freien Weglänge der Elektronen. Der Wärmefluß senkrecht zum Magnetfeld ist vielmehr durch die Gyrationbewegung der Elektronen begrenzt. Nach [Braginskii \(1965\)](#) gilt für die Wärmeleitfähigkeit κ_{\perp} senkrecht zum Magnetfeld:

$$\kappa_{\perp}(n_e, T_e, B) = 8.2 \cdot 10^{-19} \Lambda^2 n_e^2 B^{-2} T_e^{-3} \kappa_{\parallel} . \quad (5.5)$$

Für das Haloplasma ergeben sich mit dem Magnetfeld in der magnetischen Barriere die Wärmeleitfähigkeiten $\kappa_{\parallel} \approx 2.9 \cdot 10^9 \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-1} \text{ K}^{-1}$ und $\kappa_{\perp} \approx 1.25 \cdot 10^{-34} \kappa_{\parallel}$.

Die Wärmeleitfähigkeit senkrecht zum Magnetfeld ist also im Vergleich zu der parallel zu diesem vernachlässigbar. Außerdem ersieht man aus (5.5), daß die senkrechte Wärmeleitfähigkeit mit B^{-2} skaliert. Eine Erhöhung der Magnetfeldstärke um einen Faktor 10 in der magnetischen Barriere senkt also die senkrechte Wärmeleitung um einen Faktor 100 ab. Entscheidend ist jedoch, daß sich die magnetische Barriere um die gesamte HVC legt, so daß Wärme nur senkrecht zu den Feldlinien in die HVC eindringen kann. Die magnetische Barriere bildet somit eine gegen den Wärmefluß isolierende Randschicht um die HVC und verhindert dadurch effektiv das Verdampfen des Neutralgases.

Lediglich Instabilitäten in der magnetischen Barriere können die thermische Isolation zerstören. Andererseits reduzieren auch turbulente Magnetfelder die Wärmeleitfähigkeit deutlich [Vikhlinin et al., 2001]. In Kapitel 3 wurde außerdem gezeigt, daß die magnetische Barriere von HVCs stabil gegen Strömungsinstabilitäten ist, solange sie nicht von einer Schockwelle getroffen wird. Für die Mehrheit der HVCs im galaktischen Halo und im Magellanschen Strom bildet die magnetische Barriere somit eine effektive thermische Isolationsschicht gegen das heiße Umgebungsplasma und verhindert dadurch das Verdampfen der Neutralgaswolke.

5.3 Ausblick

Die in dieser Arbeit beschriebenen Simulationen gehen stets von einer Invarianz des untersuchten Systems bzgl. der z -Richtung aus. Die sich daraus ergebende Zweidimensionalität der Untersuchungen stellt eine gewisse Einschränkung der Anwendbarkeit der Ergebnisse auf die beobachteten HVCs dar, da diese dreidimensionale Gebilde sind. Während die Simulationen Hochgeschwindigkeitswolken in Form eines unendlich langen Zylinders simulieren, besitzen die meisten beobachteten HVCs eine eher sphärische oder filamentartige Form (vgl. Kapitel 2). In Kapitel 3.6 wurde gezeigt, daß sich dennoch die Mehrzahl der in dieser Arbeit dargestellten Ergebnisse mit einiger Vorsicht auch auf dreidimensionale HVCs übertragen lassen. Dabei bestehen die Hauptunterschiede zwischen zwei- und dreidimensionalen Konfigurationen in der Möglichkeit, daß magnetische Feldlinien an den Flanken der HVC abrutschen oder sich in lokalen Oberflächenvertiefungen sammeln. Im ersten Fall erwartet man eine schwächere magnetische Barriere, im zweiten eine eventuelle Verstärkung von Rayleigh-Taylor-Moden an der Frontseite der HVC (vgl. Diskussion in Kapitel 3.6). Um diese Fragen zu klären, sind voll dreidimensionale Simulationen von HVCs im galaktischen Halo nötig. Ein erster Schritt in der Zukunft sollte daher darin bestehen, einige der hier vorgestellten Simulationen mit dreidimensionalen Konfigurationen zu wiederholen und auf Unterschiede zu untersuchen.

Weiterhin erscheinen Simulationen mit Berücksichtigung einer anisotropen, inhomogenen, magnetfeldabhängigen Wärmeleitung und mit Berücksichtigung von Ionisations- und Rekombinationsprozessen sehr vielversprechend. Mit solchen Simulationen kann der Einfluß der Wärmeleitung genauer untersucht werden. Die Berücksichtigung von Ionisations- und Rekombinationsprozessen ermöglicht die exakte Behandlung des Einschwingvorganges, bei dem Plasma in das Zentrum der Wolke einströmt, dort abkühlt

und dann rekombiniert, sowie eine realistischere Behandlung der ionisierten Randschicht. Schließlich ist eine Parameterstudie mit unterschiedlichen Magnetfeldstärken, Neutralgasdichten und Relativgeschwindigkeiten zur Durchführung einer Kelvin-Helmholtz-Stabilitätsanalyse denkbar.

Nach Entwicklung eines Algorithmus zur Schockwellen-Simulation in Plasma-Neutralgas-Systemen wäre auch die Simulation von supersonischen HVCs im galaktischen Halo wünschenswert. Ein solcher Algorithmus würde auch die globale Simulation von Kometen im Sonnenwind unter Berücksichtigung des schwachen Bow-Schocks ermöglichen. Zusätzlich sollte das Ausströmen von Neutralgas von der Kometenoberfläche in zukünftigen Simulationen zu Abreißvorgängen von Kometenschweifern implementiert sein, so daß auch die mit den Abreißvorgängen verbundenen Dichtekonzentrationen im Ionenschweif reproduziert werden können.

Die Ergebnisse der zweidimensionalen Simulationen geben Anlaß zur Hoffnung, daß mit genaueren Messungen der Magnetfelder in und um HVCs eine zuverlässige Entfernungsbestimmung von HVCs von der galaktischen Scheibe mit Hilfe von dreidimensionalen Simulationen ermöglicht wird. Damit rückt die Antwort auf die Frage nach dem Ursprung der Hochgeschwindigkeitswolken in greifbare Nähe.

Literaturverzeichnis

- Alfvén, H. (1954), *On the origin of the solar system*, Oxford University Press, Oxford
- Alfvén, H. (1957), *On the theory of comet tails*, *Tellus*, **9**, 92
- Alfvén, H. (1960), *Collision between a non-ionised gas and magnetised plasma*, *Rev. Mod. Phys.* **32**, 710
- Artsimowitsch, L. A., Sagdejew, R. S. (1983), *Plasmaphysik für Physiker*. Teubner, Stuttgart
- de Avillez, M. A. (1999), in *Stromlo Workshop on High-Velocity Clouds*, ed. Gibson, B. K. and Putman, M. E., *ASP Conf. Ser.* **166**, 103
- Axford, W. I. (1984), Magnetic Reconnection, in *Magnetic Reconnection in Space and Laboratory Plasmas*, *Geophys. Monogr. Ser.* **30**, ed. Hones, E. W. Jr., AGU, Washington, D.C., pp. 1
- Bajaja, E., Cappa de Nicolau, C. E., Cersosimo, J. C., Loiseau, N., Martin, M. C., Morras, R., Olano, C. A., Pöppel, W. G. L. (1985), *ApJS* **58**, 143
- Baker, D. N., Feldman, W. C., Gary, S. P., McComas, D. J., & Middleditch, J. (1986), *Geophys. Res. Lett.* **13**, 271
- Barnard, E. E. (1899), *MNRAS* **59**, 354
- Barnes, D. G., Staveley-Smith, L., de Blok, W. J. G., Oosterloo, T., Stewart, I. M., Wright, A. E., Banks, G. D., Bhathal, R., Boyce, P. J., Calabretta, M. R., Disney, M. J., Drinkwater, M. J., Ekers, R. D., Freeman, K. C., Gibson, B. K., Green, A. J., Haynes, R. F., te Lintel Hekkert, P., Henning, P. A., Jerjen, H., Juraszek, S., Kesteven, M. J., Kilborn, V. A., Knezek, P. M., Koribalski, B., Kraan-Korteweg, R. C., Malin, D. F., Marquarding, M., Minchin, R. F., Mould, J. R., Price, R. M., Putman, M. E., Ryder, S. D., Sadler, E. M., Schröder, A., Stootman, F., Webster, R. L., Wilson, W. E., Ye, T. (2001), *MNRAS* **322**, 486
- Beck, R. (1997), MPG-Jahrbuch 1997. <http://www.mpifr-bonn.mpg.de>
- Beck, R., Berkhuijsen, E. M., Nieten, C., & Wielebinski, R. (1999), MPG-Jahrbuch 1999. <http://www.mpifr-bonn.mpg.de>
- Beck, R., Fürst, E., Krause, M., Reich, P., Reich, W., Wielebinski, R., Wolleben, M. (2001), MPG-Jahrbuch 2001. <http://www.mpifr-bonn.mpg.de>
- Beck, R., Shoutenkov, V., Ehle, M., Harnett, J. I., Haynes, R. F., Shukurov, A., Sokoloff, D. D., Thierbach, M. (2002), *A&A* **391**, 83–102
- Benjamin, R. A., Danly, L. (1997), *ApJ* **481**, 764–774
- Benjamin, A. J. (1999), in *Stromlo Workshop on High-Velocity Clouds*, ed. Gibson, B. K. and Putman, M. E., *ASP Conf. Ser.* **166**, 147

- Benz, A. O. (1993), *Plasma Astrophysics. Kinetic Processes in Solar and Stellar Coronae*, Astrophysics and Space Science Library, Vol. 184, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, The Netherlands
- Beuermann, K., Kanbach, G., Berkhuijsen, E. M. (1985), *A&A* **153**, 17
- Biermann, L. (1951), *Zs. f. Astrophys.* **29**, 274
- Biermann, L., Brosowski, B., & Schmidt, H. U. (1967), *Sol. Phys.* **1**, 254
- Binney, J., Tremaine, S. (1987), *Galactic Dynamics*, Princeton Univ. Press, Princeton
- Birk, G. T. (1993), *Numerische Untersuchungen zu Entstehung und Eigenschaften diskreter Polarlichtbögen*, Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, 11/1993
- Birk, G. T., Otto, A. (1996), *J. Comput. Phys.* **125**, 513–525
- Birk, G. T., Wiechen, H., Lesch, H., & Kronberg, P. P. (2000), *A&A* **353**, 108–116
- Birk, G. T. (2002), *Phys. Plasmas* **9**(3), 745
- Biskamp, D. (1986), *Phys. Fluids* **29**, 1520–1531
- Bland-Hawthorn, J., Veilleux, S., Cecil, G. N., Putman, M. E., Gibson, B. K., Maloney, P. R. (1998), *MNRAS* **299**, 611–624
- Bland-Hawthorn, J., Maloney, P. R. (1999), *ApJ* **510**, L33
- Bland-Hawthorn, J., Maloney, P. R. (2002), in *Extragalactic Gas at Low Redshift*, *ASP Conf. Ser.* **Vol. 254**, eds. Mulchaey, J. S. and Stocke, J. T., pp. 267
- Blitz, L., Spergel, D. N., Teuben, P. J., Hartmann, D., & Burton, W. B. (1999), *ApJ* **514**, 818–843
- Bluhm, H., de Boer, K. S., Marggraf, O., & Richter, P. (2001), *A&A* **367**, 299–310
- de Boer, K. S. (1991), *Sterne und Weltraum* **30**, 154–158
- Boice, D. C., Huebner, W. F., Keady, J. J., Schmidt, H. U., & Wegmann, R. (1986), *Geophys. Res. Lett.* **13**(4), 381–384
- Boulares, A., Cox, D. P. (1990), *ApJ* **365**, 544
- Bowyer, C. S., Field, G. B., & Mack, J. E. (1968), *Nature* **217**, 32
- Boyce, P. J., Minchin, R. F., Kilborn, V. A., Disney, M. J., Lang, R. H., Jordan, C. A., Grossi, M., Lyne, A. G., Cohen, R. J., Morison, I. M., Phillipps, S. (2001), *ApJ* **560**, L127
- Braginskii, S. I. (1965), *Transport Processes in a Plasma*, *Rev. Plasma Phys.* **1**, 205
- Brandt, J. C., Rothe, E. D. (1976), in *The Study of Comets*, eds. Donn, B., Mumma, M., Jackson, W., Hearn, M. A., & Harrington, R., *NASA SP-393*, 878
- Brandt, J. C., Niedner, M. B. Jr. (1987), *A&A* **187**, 281–286
- Brandt, J. C. (1990), in *Comet Halley, investigations, results, interpretations*, ed. Mason, J., 43
- Brandt, J. C., Caputo, F. M., Hoeksema, J. T., Niedner, M. B. Jr., Yi, Y., Snow, M. (1999), *Icarus* **137**, 69–83
- Braun, R., Burton, W. B. (1999), *A&A* **341**, 437

- Braun, R., Burton, W. B. (2000), *A&A* **354**, 853–873
- Braun, R., Burton, W. B. (2001), *A&A* **375**, 219–226
- Bregman, J. N. (1980), *ApJ* **236**, 577
- Breitschwerdt, D. (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. 237, 1997
- Brenning, N. (1981), *Plasma Phys.* **23**, 967
- Brenning, N. (1985), *Phys. Fluids* **28**(11), 3424
- Briggs, F. H. (2000), *astro-ph/0001070*
- Bronstein, I.N., Semendjajew, K.A., Musiol, G., Mühlig, H. (1997), *Taschenbuch der Mathematik*, 3., überarbeitete und erweiterte Auflage der Neubearbeitung, Verlag Harri Deutsch, Frankfurt am Main
- Brosius, J. W., Holman, G. D., Niedner, M. B., Brandt, J. C., Slavin, J. A., Smith, E. J., Zwickl, R. D., Bame, S. J. (1987), *A&A* **187**, 267–275
- Brüns, C., Kerp, J., Kalberla, P. M. W., Mebold, U. (2000), *A&A* **357**, 120
- Brüns, C., Kerp, J., & Staveley-Smith, L. (2000), in *Mapping the Hidden Universe: The Universe Behind the Milky Way — The Universe in HI*, eds. Kraan-Korteweg, R. C., Henning, P. A., and Andernach, H., *ASP Conf. Ser.* **218**, 349
- Brüns, C., Kerp, J., Pagels, A. (2001), *A&A* **370**, L30
- Buneman, O. (1962), *Plasma Phys. (J. Nucl. Energy, Pt C)* **4**, 111
- Burkert, A., Lin, D. N. C. (2000), *ApJ* **537**, 270–282
- Burton, W. B., Braun, R., & Chengalur, J. N. (2001), *A&A* **369**, 616–642
- Burton, W. B., Braun, R., & Chengalur, J. N. (2001), *A&A* **375**, 219
- Cap, F. (1994), *Lehrbuch der Plasmaphysik und Magnetohydrodynamik*. Springer, Wien, New York
- Carroll, B. W., Ostlie, D. A. (1996), *An Introduction to Modern Astrophysics*. Addison-Wesley, Reading, Massachusetts
- Chandrasekhar, S. (1961), *Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability*. New York: Dover
- Choudhuri, A. R. (1998), *The Physics of Fluids and Plasma, An Introduction for Astrophysicists*, Cambridge University Press, Cambridge, UK
- Cohen, R. J. (1982), *MNRAS* **199**, 281
- Coroniti, F., Eviatar, A. (1977), *ApJS* **33**, 189–210
- Cowie, L. L., McKee, C. F. (1977), *ApJ* **211**, 135–146
- Cram, T. R., Giovanelli, R. (1976), *A&A* **48**, 39
- Cremonese, G., Fulle, M. (1988), *A&A* **202**, L13–L15
- Danielsson, L., Kasai, G. H. (1968), *J. Geophys. Res.* **73**, 259

- Danielsson, L. (1970), *Phys. Fluids* **13**, 2288
- Danielsson, L. (1974), *Experiment on the Interaction Between a Plasma and a Neutral Gas II*, TRITA-EPP-74-03, Royal Institute of Technology, Stockholm
- Danielsson, L., Brenning, N. (1975), *Phys. Fluids* **18**, 661
- Danly, L. (1989), *ApJ* **342**, 785
- Danly, L., Albert, C. E., & Kuntz, K. D. (1993), *ApJ* **416**, L29–L32
- Davis, L. J., Greenstein, J. L. (1951), *ApJ* **114**, 206
- Dickey, J. M. (1979), *ApJ* **233**, 558
- Dickey, J. M., Hanson, M. M., & Helou, G. (1990), *ApJ* **352**, 522
- Dickey, J. M., Lockman, F. J. (1990), *ARA&A* **28**, 215
- Dieter, N. H. (1965), *ApJ* **70**(8), 552
- Domgörgen, H. (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. 67, 1997
- Donahue, M., Aldering, G., & Stocke, J. T. (1995), *ApJ* **450**, L45–L49
- Doroshkevich, A. G., Zeldovich, Ia. B. (1981), *Zhurnal Eksperimental'noi i Teoreticheskoi Fiziki* **80**, 801–815
- Draine, B. T. (1986), *MNRAS* **220**, 133
- Dubinski, J. J. (1991), Ph.D. thesis „Cold dark matter halos“, Toronto University, Canada
- Dubinski, J. J., Carlberg, R. G. (1991), *ApJ* **378**, 496–503
- Ettori, S., Fabian, A. C. (2000), *MNRAS* **317**, L57–L59
- Ewen, H. I., Purcell, E. M. (1951), *Nature* **168**, 356
- Fabian, A. (1990), in *The Interstellar Disk-Halo Connection in Galaxies*, ed. Bloemen, H., *IAU Symp.* **144**, 237
- Ferrara, A., Field, G. B. (1994), *ApJ* **423**, 665–673
- Fiebig, D., Güsten, R. (1989), *A&A* **214**, 333–338
- Field, G. B. (1975), *Ap. Space Sci.* **38**, 167
- Field, G. B., Perrenod, S. C. (1977), *ApJ* **215**, 717
- Flammer, K. R., Mendis, D. A., & Shapiro, V. D. (1997), *ApJ* **482**, 1021
- Fletscher, C. A. J. (1991), *Computational Techniques for Fluid Dynamics*, Volume I, Second Edition, Springer, Berlin
- Formisano, V., Galeev, A. A., & Sagdeev, R. Z. (1982), *Planet. Space Sci.* **30**, 491
- Frank, A., Jones, T. W., Ryu, D., & Gaalaas, J. B. (1996), *ApJ* **460**, 777–793

- Freyberg, M. 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. 117, 1997
- Fukugita, M., Hogan, C. J., & Peebles, P. J. E. (1998), *ApJ* **503**, 518
- Galeev, A. A. (1981), *Proc. of the International School and Workshop on Plasma Astrophysics*, held at Varenna, Como, Italy, from 27 August to 7 September 1981. *ESA Plasma Astrophysics* **161**, 77
- Gardiner, L. T., Sawa, T., & Fujimoto, M. (1994), *MNRAS* **266**, 567–582
- Gardiner, L. T., Noguchi, M. (1996), *MNRAS* **278**, 191–208
- Gardiner, L. T. (1999), in *Stromlo Workshop on High-Velocity Clouds*, eds. Gibson, B. K. and Putman, M. E., *ASP Conf. Ser.* **166**, 292
- Gerthsen, C., Vogel, H. (1995), *Physik*, 18., völlig neubearbeitete Auflage, Springer-Verlag Berlin
- Giovanelli, R., Haynes, M. P. (1977), *A&A* **54**, 909–913
- Goerigk, W., Mebold, U., Reif, K., Kalberla, P. M. W., & Velden, L. (1983), *A&A* **120**, 63–73
- Gregori, G., Miniati, F., Ryu, D., & Jones, T. W. (1999), *ApJ* **527**, L113–L116
- Gregori, G., Miniati, F., Ryu, D., & Jones, T. W. (2000), *ApJ* **543**, 775–786
- Gringauz, K. I., Gombosi, T. I., Remizov, A. P., Apathy, I., Szemerey, I., Verigin, M. I., Denchikova, L. I., Dyachkov, A. V., Keppler, E., Klimenko, I. N., Richter, A. K., Somogyi, A. J., Szego, K., Szendro, S., Tatrallyay, M., Varga, A., Vladimirova, G. A. (1986), *Nature* **321**, 282–285
- Gringauz, K. I., Verigin, M. I., Remizov, A. P., Gombosi, T. I., & Tatrallyay, M. (1986), *Geophys. Res. Lett.* **13**, 613–616
- Haerendel, G. (1982), interner MPE-Report, MPE-Garching, 1982
- Haerendel, G. (1982), *Z. Naturforsch. A* **37**, 728
- Haffner, L. M., Reynolds, R. J., & Tufte, S. L. (2001), *ApJ* **556**, L33
- Han, J.-L., Wielebinski, R. (2002), *Chin. J. Astron. Astrophys.* **2**(4), 293–324
- Harned, D. S., Mikič, Z. (1989), *J. Comput. Phys.* **83**, 1–15
- Hartmann, D. (1994), Ph.D. thesis, University of Leiden, The Netherlands
- Hartmann, D., Burton, W. B. (1997) *Atlas of Galactic Neutral Hydrogen*, Cambridge University Press
- Hazard, C., Mackey, M. B., & Shimmins, A. J. (1963), *Nature* **197**, 1037
- Helmholtz, H. (1868), *Monatsber. Königl. Preuss. Akad. Wiss. Berlin* **23**, 215
- Hensler, G., Samland, M., Michaelis, O., & Severing, I. (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. 225, 1997
- Hensler, G., Vieser, W. (2002), *Ap&SS* **281**, 275–279
- Herbstmeier, U., Mebold, U., Snowden, S. L., Hartmann, D., Burton, W. B., Moritz, P., Kalberla, P. M. W., Egger, R. (1995), *A&A* **298**, 606

- Hesse, M. (1988), *Untersuchungen zur magnetischen Rekonnexion in dreidimensionalen Systemen*, Dissertation an der Ruhr-Universität Bochum
- Hesse, M., Schindler, K. (1988), *J. Geophys. Res.* **93**(A6), 5559–5567
- Hewish, A., Bell, S. J., Pilkington, J. D. H., Scott, P. F., Collins, R. A. (1968), *Nature* **217**, 709
- Hoeksema, J. T. (1989), *Adv. Space Res.* **9**(4), 141–152
- Hoffman, G. L., Salpeter, E. E., & Poceschi, M. G. (2002), *ApJ* **576**, 232–240
- Hopp, R., Schulte-Ladbeck, R. E., & Kerp, J. (2002), angenommen zur Publikation in *MNRAS*, astro-ph/0210287
- Houck, J. C., Bregman, J. N. (1990), *ApJ* **352**, 506
- Huba, J. D. (1998), *NRL Plasma Formulary*, Revised Edition 1998, Naval Research Laboratory, Washington DC
- Hulsbosch, A. N. M., Raimond, E. (1966), *Bull. Astron. Inst. Neth.* **18**, 413–420
- Hulsbosch, A. N. M. (1968), *Bull. Astron. Inst. Neth.* **20**, 33–39
- Hulsbosch, A. N. M. (1975), *A&A* **40**, 1
- Hulsbosch, A. N. M., Wakker, B. P. (1988), *A&AS* **75**, 191 (Paper I)
- van de Hulst, H. C. (1945), *Ned. Tijdsch. Natuurk* **11**, 201
- van der Hulst, J. M. (1999), in *Perspectives on Radio Astronomy: Science with Large Antenna Arrays*, proc. of the conference held from 7–9 April 1999 at the Royal Netherlands Academy of Arts and Sciences in Amsterdam, The Netherlands, editor: van Haarlem, M. P.
- Hummel, E., Lesch, H., Wielebinski, R., & Schlickeiser, R. (1988), *A&A* **197**, L29–L31
- Hummel, E., van der Hulst, J. M. (1989), *A&AS* **81**(1), 51–58
- Hummel, E., Dahlem, M. (1990), in *Galactic and Intergalactic Magnetic Fields*, eds. Beck, R. et al., *IAU Symp.* **140**, 219–222
- Hummel, E., Beck, R., & Dahlem, M. (1991), *A&A* **248**, 23
- Ip, W.-H., Mendis, D. A. (1978), *ApJ* **223**, 671
- Ip, W.-H. (1980), *ApJ* **238**, 388
- Ip, W.-H., Axford, W. I. (1982), in *Comets*. ed. Wilkening, L. L., University Arizona Press, Tucson, 588
- Ip, W.-H. (1985), in Proc. ESA Workshop on *Future Missions in Solar, Heliospheric, and Space Plasma Physics*, ESA SP-235, 65
- Jones, T. W., Kang, H., & Tregillis, I. L. (1994), *ApJ* **432**, 194–206
- Jones, T. W., Ryu, D., Tregillis, I. L. (1996), *ApJ* **473**, 365–382
- Kahn, F. D. (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. 123, 1997

- Kalberla, P. M. W., Westphalen, G., Pietz, J., Mebold, U., Hartmann, D., Burton, W. B. (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. 3, 1997
- Kalberla, P. M. W., Kerp, J. (1998), *A&A* **339**, 745–758
- Kalberla, P. M. W., Westphalen, G., Mebold, U., Hartmann, D., Burton, W. B. (1998), *A&A* **332**, L61
- Kalberla, P. M. W., Kerp, J. (1999), in *Stromlo Workshop on High-Velocity Clouds*, *ASP Conf. Ser.* **Vol. 166**, eds. Gibson, B. K. and Putman, M. E., pp. 170
- Kamphuis, J., Briggs, F. (1992), *A&A* **253**, 335–348
- Kamphuis, J. J. (1993), *PhD Thesis*, University of Groningen
- Kamphuis, J., Sancisi, R. (1993), *A&A* **273**, L31–L34
- Kazès, I., Troland, T. H., & Crutcher, R. M. (1991), *A&A* **245**, L17–L19
- Kelvin, Lord (1871), *Phil. Mag.* (4) **42**, 362
- Kerp, J., Lesch, H., & Mack, K.-H. (1994), *A&A* **286**, L13
- Kerp, J., Mack, K.-H., Egger, R., Pietz, J., Zimmer, F., Mebold, U., Burton, W. B., Hartmann, D. (1996), *A&A* **312**, 67–73
- Kerp, 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. 105, 1997
- Kippenhahn, R., Möllenhoff, C. (1975), *Elementare Plasmaphysik*. B.I.-Wissenschaftsverlag Zürich
- Kivelson, M. G., Russell, C. T. (1995), *Introduction to Space Physics*. Cambridge University Press, Cambridge
- Klein, R. I., McKee, C. F., & Colella, P. (1994), *ApJ* **420**, 213–236
- Klypin, A., Kravtsov, A. V., Valenzuela, O., & Prada, F. (1999), *ApJ* **522**, 82
- Konz, C. (1999), *Magnetische Filamente im interstellaren Medium*, Diplomarbeit, Ludwig-Maximilians-Universität München, 10/1999
- Konz, C., Wiechen, H., & Lesch, H. (2000), *Phys. Plasmas* **7**, 5159–5170
- Krall, N. A., Trivelpiece, A. W. (1986), *Principles of Plasma Physics*, San Francisco Press, San Francisco
- Kuntz, K. D., Danly, L. (1996), *ApJ* **457**, 703–717
- Kutyrev, A. S., Reynolds, R. J. (1989), *ApJ* **344**, L9
- Landau, L. D., Lifshitz, E. M. (1960), *Electrodynamics of Continuous Media*, Pergamon, New York
- Lang, K. R. (1980), *Astrophysical Formulae*. Second Edition. Springer, Berlin, New York
- Lesch, H. (1987), Dissertation, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn
- Lesch, H., Crusius, A., Schlickeiser, R., & Wielebinski, R. (1989), *A&A* **217**, 99–107
- Lesch, H., Appl, S., & Camenzind, M. (1989), *A&A* **225**, 341–350

- Lesch, H., Harnett, J. (1993), *A&A* **268**, 58–64
- Lesch, H., Chiba, M. (1995), *A&A* **297**, 305
- Lesch, H., Birk, G. T. (1998), *ApJ* **499**, 167–171
- Li, P. S., Thronson, H. A. (1999), in *New Views of the Magellanic Clouds*, eds Chu, Y.-H., Suntzeff, N. B., Hesser, J. E., and Bohlender, D. A., *IAU Symp.* **190**, 503
- Lin, D. N. C., Lynden-Bell, D. (1977), *MNRAS* **181**, 59–81
- Lin, D. N.C., Jones, B. F., & Klemola, A. R. (1995), *ApJ* **439**, 652–671
- Liszt, H. S. (1983), *ApJ* **275**, 163
- Lockman, F. J., Murphy, E. M., Petty-Powell, S., & Urlick, V. J. (2002), *ApJS* **140**, 331–365
- Luhmann, J. G. (1986), *Space Sci. Rev.* **44**, 241
- Luhmann, J. G., Russel, C. T., Brace, H., & Vaisberg, O. L. (1992), in *Mars*, eds. H. Kieffer, C. Snyder, & B. Jakobsky (Tucson, Univ. Arizona Press), 1090
- Lui, A. T. Y., Yoon, P. H., & Chang, C.-L. (1993), *J. Geophys. Res.* **98**,(A1) 153–163
- Lynden-Bell, D., Lynden-Bell, R. M. (1995), *MNRAS* **275**, 429–442
- Mac Low, M.-M., McKee, C. F., Klein, R. I., Stone, J. M., & Norman, M. L. (1994), *ApJ* **433**, 757–777
- Maddison, S. T., Kawata, D., & Gibson, B. K. (2002), *Ap&SS* **281**, 421–422
- Malagoli, A., Bodo, G., & Rosner, R. (1996), *ApJ* **456**, 708–716
- Martos, M. A. (2001), *RevMexAA (Serie de Conferencias)*, **10**, 115–119
- Mathewson, D. S., Cleary, M. N., & Murray, J. D. (1974), *ApJ* **190**, 291–296
- Mathewson, D. S., Schwarz, M. P., & Murray, J. D. (1977), *ApJ* **217**, L5
- Mathewson, D. S., Ford, V. L. (1984), in *Structure & Evolution of Magellanic Clouds*, eds. van de Beigh, S. and de Boer, K. S., *Proc. IAU Symp.* **108**, 125
- Mathewson, D. S., Wayte, S. R., Ford, V. L., & Ruan, K. (1987), *Proc. Astron. Soc. Austr.* **7**, 19–25
- McComas, D. J., Gosling, J. T., Russel, C. T., & Slavin, J. A. (1987), *J. Geophys. Res.* **92**, 10111
- McGee, R. X., Milton, J. A. (1966), *Australian J. Phys.* **19**, 343
- McKee, C. F., Cowie, L. L. (1977), *ApJ* **215**, 213
- Mebold, U., Greisen, E. W., Wilson, W., Haynes, R. F., Herbstmeier, U., Kalberla, P. M. W. (1991), *A&A* **251**, L1
- Mebold, U., de Boer, K. S., & Wennmacher, A. (1992), in *New Windows on the Universe II*, 11th Europ. Reg. Meet. IAU **11**, 413–431
- Mendis, D. A., Flammer, K. R. (1984), *Earth Moon Planets* **31**, 301
- Mendis, D. A. (1988), *ARA&A* **26**, 11–49

- Mendis, D. A., Flammer, K. R., Reme, H., Sauvaud, J. A., & D'Uston, C. (1989), *Ann. Geophys.* **7**, 99
- Meyerdierks, H. (1991), *A&A* **251**, 269–275
- Mihailovskii, A. B. (1971), *Theory of Plasma Instabilities*, vol. 1, Atomizdat, Moscow (Engl. Transl. Air Force Systems Command, Foreign Technology, Division FTD-HC-23-0735-72)
- Miniati, F., Ryu, D., Ferrara, A., & Jones, T. W. (1999), *ApJ* **510**, 726–746
- Mirabel, I. F., Cohen, R. J., & Davies, R. D. (1979), *MNRAS* **186**, 433–451
- Mirabel, I. F. (1989), in *Structure and Dynamics of the Interstellar Medium*, eds. Tenorio-Tagle, G., Moles, M., & Melnick, J., Springer-Verlag, Berlin, pp. 396
- Mitchner, M., Kruger, C. H., Jr. (1973), *Partially Ionized Gases*. Wiley, New York
- Moore, B., Davis, M. (1994), *MNRAS* **270**, 209–221
- Moore, B., Ghigna, S., Governato, F., Lake, G., Quinn, T., Stadel, J., Tozzi, P. (1999), *ApJ* **524**, L19
- Morras, R., Bajaja, E., Arnal, E. M., & Pöppel, W. G. L. (2000), *A&AS* **142**, 25–30
- Muller, C. A., Oort, J. H., & Raimond, E. (1963), *C. R. Acad. Sci. Paris* **257**, 1661
- Münch, G., Pitz, E. (1990), in *The Galactic and Extragalactic Background Radiation*, *IAU Symp.* **139**, eds. Bowyer, S. und Leinert, C., pp. 193
- Murai, T., Fujimoto, M. (1980), *PASJ* **32**, 581
- Murali, C. (2000), *ApJ* **529**, L81–L84
- Myers, P. C., Goodman, A. A., Güsten, R., & Heiles, C. (1995), *ApJ* **442**, 177
- Navarro, J. F., Frenk, C. S., & White, S. D. M. (1996), *ApJ* **462**, 563
- Neubauer, F. M., Glassmeier, K. H., Pohl, M., Raeder, J., Acuna, M. H., Burlaga, L. F., Ness, N. F., Musmann, G., Mariani, F., Wallis, M. K., Ungstrup, E., Schmidt, H. U. (1986), *Nature* **321**, 352
- Neugebauer, M., Slavin, J., & Ip, W.-H. (1985), *JPL Internal Document*, D-2524
- Newell, P. T. (1985), *Reviews of Geophysics* **23**, 93–104
- Nicholson, D. R. (1983), *Introduction to Plasma Theory*. Wiley, New York
- Niedner, M. B., Brandt, J. C. (1978), *ApJ* **223**, 655
- Niedner, M. B., Brandt, J. C. (1979), *ApJ* **234**, 723
- Niedner, M. B. Jr. (1986), *Adv. Space Res.* **6**, 315
- Nulsen, P. E. J. (1982), *MNRAS* **198**, 1007–1016
- Odenwald, S. F. (1988), *ApJ* **325**, 320
- Ogino, T., Walker, R. J., & Ashour-Abdalla, M. (1986), *Geophys. Res. Lett.* **13**(9), 929–932
- Ogino, T., Walker, R. J., & Ashour-Abdalla, M. (1988), *J. Geophys. Res.* **93**, 9568–9576
- Oort, J. H. (1966), *Bull. Astron. Inst. Neth.* **18**, 421–438

- Otto, A. (1990), *Comput. Phys. Commun.* **59**, 185
- Papadopoulos, K. (1977), *Rev. Geophys. Sp. Sci.* **15**, 113
- Parker, E. N. (1957), *J. Geophys. Res.* **62**, 509
- Parker, E. N. (1994), *Spontaneous Current Sheets in Magnetic Fields with Applications to Stellar X-rays*. Oxford University Press, Oxford
- Petelski, E. F., Fahr, H. J., Ripken, H. W., Brenning, N., & Axnäs, I. (1980), *A&A* **87**, 20–30
- Petschek, H. E. (1964), *AAS-NASA Symp. on Phys. of Solar Flares*, NASA Spec. Publ. **50**, 425
- Pietz, J., Kerp, J., Kalberla, P. M. W., Mebold, U., Burton, W. B., Hartmann, D. (1996), *A&A* **308**, L37
- Potter, D. E. (1973), *Computational Physics*. Wiley, London
- Pouquet, A. (1978), *J. Fluid Mech.* **88**, 1
- Press, W. H., Flannery, B. P., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T. (1986), *Numerical Recipes*, 1. Auflage, 2. Nachdruck 1986, Cambridge University Press, Cambridge
- Priest, E. R. (1985), *The Magnetohydrodynamics of Current Sheets*, *Rep. Prog. Phys.* **48**, 955–1090
- Priest, E. R., Forbes, T. (2000), *Magnetic Reconnection, MHD Theory and Applications*, Cambridge University Press, Cambridge
- Putman, M. E., Gibson, B. K., Staveley-Smith, L., Banks, G., Barnes, D. G., Bhatal, R., Disney, M. J., Ekers, R. D., Freeman, K. C., Haynes, R. F., Henning, P., Jerjen, H., Kilborn, V., Koribalski, B., Knezek, P., Malin, D. F., Mould, J. R., Oosterloo, T., Price, R. M., Ryder, S. D., Sadler, E. M., Stewart, I., Stootman, F., Vaile, R. A., Webster, R. L., Wright, A. E. (1998), *Nature* **394**, 752
- Putman, M. E., Gibson, B. K., & Staveley-Smith, L. (1999), in *The Third Stromlo Symposium: The Galactic Halo*, eds. Gibson, B. K., Axelrod, T. S., & Putman, M. E., *ASP Conf. Ser.* **666**, 118
- Putman, M. E., Gibson, B. K. (1999), *Publ. Astron. Soc. Aust.* **16**, 70–76
- Putman, M. E. (2000), *Mapping the Galaxy's Neutral Hydrogen Halo*, doctoral thesis, Australian National University, 11/2000
- Putman, M. E., de Heij, V., Staveley-Smith, L., Braun, R., Freeman, K. C., Gibson, B. K., Burton, W. B., Barnes, D. G., Banks, G. D., Bhatal, R., de Blok, W. J. G., Boyce, P. J., Disney, M. J., Drinkwater, M. J., Ekers, R. D., Henning, P. A., Jerjen, H., Kilborn, V. A., Knezek, P. M., Koribalski, B., Malin, D. F., Marquarding, M., Minchin, R. F., Mould, J. R., Oosterloo, T., Price, R. M., Ryder, S. D., Sadler, E. M., Stewart, I., Stootman, F., Webster, R. L., Wright, A. E. (2002), *AJ* **123**, 873–891
- Quilis, V., Moore, B. (2001), *ApJ* **555**, L95–L98
- Raduu, M. A. (1978), *Ap&SS* **55**, 125–138
- Raduu, M. A. (1981), in *Relation between Laboratory and Space Plasmas*, ed. Kikuchi, H., D. Reidel Publishing Company, 13–21
- Rand, R. J. (1998), *ApJ* **501**, 137
- Rauer, H., Wegmann, R., Schmidt, H. U., & Jockers, K. (1995), *A&A* **295**, 529–550

- Raymond, J. C. (1979), *ApJS* **39**, 1
- Reuter, H.-P., Klein, U., Lesch, H., Wielebinski, R., & Kronberg, P. P. (1992), *A&A* **256**, 10
- Reynolds, R. J. (1993), in *Back to the Galaxy*, proc. of the third annual astrophys. conf. in Maryland, eds. Hold, S. S. and Verter, F., *AIP Conf. Ser.* **278**, 156
- Reynolds, R. J., Tufte, S. L. (1995), *ApJ* **439**, L17
- 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, 1997
- Richter, P., de Boer, K. S., Widmann, H., Kappelmann, N., Gringel, W., Grewing, M., Barnstedt, J. (1999), *Nature* **402**, 386
- Richter, P., Sembach, K. R., Wakker, B. P., Savage, B. D., Tripp, T. M., Murphy, E. M., Kalberla, P. M. W., Jenkins, E. B. (2001), *ApJ* **559**, 318–325
- Riedler, W., Schwingenschuh, K., Yeroshenko, Y. G., Styashkin, V. A., Russell, C. T. (1986), *Nature* **321**, 288
- Russell, C. T., Saunders, M. A., Phillips, J. L., & Fedder, J. A. (1986), *J. Geophys. Res.* **91**(2), 1417–1423
- Sagdeev, R. Z., Galeev, A. A. (1969), *Non-linear Plasma Theory*, eds. Book, D. and O’Neil, T., Benjam, New York
- Saito, T., Saito, K., Aoki, T., & Yumoto, K. (1987), *A&A* **187**, 201–208
- Sancisi, R., Fraternali, F., Oosterloo, T., & van Moorsel, G. (2001), in *Gas and Galaxy Evolution*, *ASP Conf. Ser.* **240**, eds. Hibbard, J. E., Rupen, M., & van Gorkum, J. H., pp. 241
- Santillán, A., Franco, J., Martos, M., & Kim, J. (1999), *ApJ* **515**, 657–668
- Savage, B. D., Sembach, K. R., & Lu, L. (1997), *AJ* **113**, 2158
- Schaap, W. E., Sancisi, R., & Swaters, R. A. (2000), *A&A* **356**, L49–L52
- Schiano, A. V. R., Christiansen, W. A., & Knerr, J. M. (1995), *ApJ* **439**, 237–255
- Schindler, K., Hesse, M., & Birn, J. (1988), *J. Geophys. Res.* **93**, 5547–5557
- Schmidt-Voigt, M. (1989), *A&A* **210**, 433–454
- Scholer, M. (1991), *Geophys. Astrophys. Fluid Dynamics* **62**, 51–68
- Schulman, E., Bregman, J. N., & Roberts, M. S. (1994), *ApJ* **423**, 180
- Schulman, E., Bregman, J. N., Brinks, E., & Roberts, M. S. (1996), *AJ* **112**, 960–971
- Schwarz, U. J., Oort, J. H. (1981), *A&A* **101**, 305
- Schwarz, U. J., Wakker, B. P., & van Woerden, H. (1995), *A&A* **302**, 364–381
- Seaquist, E. R., Odegard, N. (1991), *ApJ* **369**, 320
- Sembach, K. R., Savage, B. D., Lu, L., & Murphy, E. M. (1995), *ApJ* **451**, 616
- Sembach, K. R., Savage, B. D., Lu, L., & Murphy, E. M. (1999), *ApJ* **515**, 108

- Sembach, K. R., Savage, B. D., Lu, L., & Murphy, E. M. (1999), in *Stromlo Workshop on High-Velocity Clouds*, *ASP Conf. Ser.* **Vol. 166**, eds. Gibson, B. K. and Putman, M. E., pp. 180
- Sembach, K. R., Savage, B. D., Shull, J. M., Jenkins, E. B., Murphy, E. M., York, D. G., Ake, T., Blair, W. P., Davidsen, A. F., Friedman, S. D., Gibson, B. K., Kruk, J. W., Moos, H. W., Oegerle, W. R., Sahnou, D., Sonneborn, G. (2000), *ApJ* **538**, L31
- Sembach, K. R. (2002), in *Extragalactic Gas at Low Redshift*, *ASP Conf. Ser.* **Vol. 254**, eds. Mulchaey, J. S. and Stocke, J. T., pp. 283
- Sembach, K. R. (2002), *STSI Newsletter* **19**(2), 19
- Sembach, K. R., Wakker, B. P., Savage, B. D., Richter, P., & Meade, M. (2002), wird veröffentlicht in *Hubble's Science Legacy: Future Optical-Ultraviolet Astronomy from Space*, *ASP Conf. Ser.*, eds. Sembach, K. R., Blades, J. C., Illingworth, G. D., & Kennicutt, R. C., **astro-ph/0208409**
- Shapiro, P. R., Field, G. B. (1976), *ApJ* **205**, 762
- Sherman, J. C. (1969), *Some Theoretical Aspects of the Interaction Between a Plasma Stream and a Neutral Gas in a Magnetic Field*, *TRITA-EPP-69-29*, Royal Institute of Technology, Stockholm
- Sherman, J. C. (1972), *Nobel Symp. No. 21*, Almqvist & Wiksell, Uppsala, p. 315
- Sherman, J. C. (1973), *Ap&SS* **24**, 487–510
- Simon, J. D., Blitz, L. (2002), *ApJ* **574**, 726–739
- Slavin, J. A., Smith, E. J., Tsurutani, B. T., Siscoe, G. L., Jones, D. E., Mendis, D. A. (1986), *Geophys. Res. Lett.* **13**, 283
- Smith, E. J., Tsurutani, B. T. (1978), *J. Geophys. Res.* **83**, 717
- Smith, E. J., Tsurutani, B. T., Slavin, J. A., Jones, D. E., Siscoe, G. L., Mendis, D. A. (1986), *Science* **232**, 382
- Snowden, S. L., Cox, D. P., McCammon, D., & Sanders, W. T. (1990), *ApJ* **354**, 211
- Snowden, S. L., Mebold, U., Hirth, W., Herbstmeier, U., & Schmitt, J. H. M. M. (1991), *Science* **252**, 1529
- Songaila, A., Bryant, W., & Cowie, L. L. (1989), *ApJ* **345**, L71–L73
- Sonnerup, B. V. Ö. (1970), *Plasma Phys.* **4**, 161
- Sotnikov, V. I., Shapiro, V. D., & Shevchenko, V. I. (1978), *Sov. J. Plasma Phys.* **4**, 252
- Spitzer, L. (1956), *ApJ* **124**, 20
- Spitzer, L. (1962). *Physics of Fully Ionized Gases*, Interscience, New York
- Strom, R., Johnston, H. M., Verbunt, F. & Aschenbach, B. (1995), *Nature* **373**, 590
- Sturrock, P. A. (1994), *Plasma Physics. An Introduction to the Theory of Astrophysical, Geophysical & Laboratory Plasmas*, Cambridge University Press, Cambridge
- Sutherland, R. S., Dopita, M. A. (1993), *ApJS* **88**, 253
- Swaters, R. A., Sancisi, R., & van der Hulst, J. M. (1997), *ApJ* **491**, 140

- Sweet, P. A. (1958), *Electromagnetic Phenomena in Cosmic Physics*, ed. Lehnert, B., *IAU Symp.* **6**, 123
- Tajima, T. (1989), *Computational Plasma Physics: With Applications to Fusion and Astrophysics*, *Frontiers in Physics* **72**, Addison-Wesley
- Tajima, T., Shibata, K. (1997), *Plasma Astrophysics*, *Frontiers in Physics* **98**, Addison-Wesley, Reading, Massachusetts
- Toomre, A., Toomre, J. (1972), *ApJ* **178**, 623
- Tufte, S. L., Reynolds, R. J., & Haffner, L. M. (1998), *ApJ* **504**, 773
- Tufte, S. L., Reynolds, R. J., & Haffner, L. M. (1999), in *Stromlo Workshop on High-Velocity Clouds*, *ASP Conf. Ser.* **Vol. 166**, eds. Gibson, B. K. and Putman, M. E., pp. 231
- Tufte, S. L., Wilson, J. D., Madsen, G. J., Haffner, L. M., & Reynolds, R. J. (2002), *ApJ* **572**, L153–L156
- Ugai, M. (1992), *Phys. Fluids B* **4**(9), 2953–2963
- Vallée, J. P. (1983), *Astrophys. Lett.* **23**(2), 85–93
- Vasyliunas, V. M. (1975), *Rev. Geophys. Sp. Phys.* **13**, 303–336
- Venkataramani, N. (1981), Ph.D. Thesis, Physical Research Laboratory, Ahmedabad
- Verschuur, G. L. (1995), *ApJ* **451**, 624
- Vieser, W., Hensler, G. (2002), *Ap&SS* **272**, 189–196
- Vietri, M., Ferrara, A., & Miniati, F. (1997), *ApJ* **483**, 262–273
- Vikhlinin, A., Markevitch, M., & Murray, S. S. (2001), *ApJ* **549**, L47–L50
- Vikhlinin, A., Markevitch, M., & Murray, S. S. (2001), *ApJ* **551**, 160–171
- Voelzke, M. R., Matsuura, O. T. (2000), *A&AS* **146**, 1–5
- Vogel, S. N., Weymann, R., Rauch, M., & Hamilton, T. (1995), *ApJ* **441**, 162–169
- Vogelaar, M., Wakker, B. P. (1994), *A&A* **291**, 557–568
- Wakker, B. P. (1991), *A&A* **250**, 499–508
- Wakker, B. P., Schwarz, U. J. (1991), *A&A* **250**, 484
- Wakker, B. P., van Woerden, H. (1991), *A&A* **250**, 509–532
- Wakker, B. P., van Woerden, H. (1997), *ARA&A* **35**, 217–266
- Wakker, B. P., Howk, J. C., Savage, B. D., van Woerden, H., Tufte, S. L., Schwarz, U. J., Benjamin, R., Reynolds, R. J., Peletier, R. F., Kalberla, P. M. W. (1999), *Nature* **402**, 388
- Wakker, B. P. (2001), *ApJS* **136**, 463
- Wang, S. (1991), *A&A* **243**, 521–530
- Wayte, S. R. (1991), in *The Magellanic Clouds*, eds. Haynes, R. and Milne, D., *Proc. IAU Symp.* **148**, 447

- Wegmann, R. (1995), *A&A* **294**, 601–614
- Weiner, B. J., Williams, T. B. (1996), *AJ* **111**, 1156
- Weiner, B. J., Vogel, S. N., & Williams, T. B. (2001), in *Gas & Galaxy Evolution, ASP Conf. Ser. Vol. 240*, eds. Hibbard, J. E., Rupen, M. P., & van Gorkom, J. H., pp. 515
- Weiner, B. J., Vogel, S. N., & Williams, T. B. (2002), in *Extragalactic Gas at Low Redshift, ASP Conf. Ser. Vol. 254*, eds. Mulchaey, J. S. and Stocke, J. T., pp. 256
- Westphalen, G., Kalberla, P. M. W., Mebold, U., Hartmann, D., Burton, W. B. (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. 27, 1997
- Wiechen, H., Birk, G. T., & Lesch, H. (1998), *A&A* **334**, 388–394
- Wiechen, H. (1999), *Ann. Geophys.* **17**, 595
- Wiechen, H., Birk, G. T., Lesch, H. (2000), *Phys. Plasmas* **7**, 2, 701–705
- van Woerden, H., Schwarz, U. J., Peletier, R. F., Wakker, B. P., & Kalberla, P. M.W. (1999), *Nature* **400**, 138
- Woods, L. C. (1987), *Principles of Magnetohydrodynamics*, Clarendon Press, Oxford
- Wolfire, M. G., McKee, C. F., Hollenbach, D., & Tielens, A. G. G. M. (1995), *ApJ* **453**, 673–684
- Wu, M. C., Qiu, P. Z. (1987), *A&A* **187**, 264–266
- Wurm, K., Mammano, A. (1972), *Ap. Space Sci.* **18**, 273–286
- Xu, J., Stone, J. M. (1995), *ApJ* **454**, 172–181
- Zeldovich, Ia. B., Ruzmaikin, A. A., & Sokoloff, D. D. (1983), *Magnetic Fields in Astrophysics*, Gordon & Breach, New York
- Zimmer, F. (1996), *Magnetische Rekonnexion im Halo der Milchstraße*, Dissertation, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 10/1996
- Zimmer, F., Lesch, H., Birk, G. T. (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. 37, 1997

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich in erster Linie und vor allem bei meinem Doktorvater Prof. Dr. Harald Lesch bedanken. Unter seiner Betreuung wurden die vergangenen drei Jahre zur interessantesten und schönsten Zeit meines Studiums, an die ich mich immer gerne zurückerinnern werde. Die Arbeit in seiner Gruppe war durch große Kollegialität, Zusammenhalt und regelmäßigen gegenseitigen Austausch und Motivation gekennzeichnet. Prof. Leschs kompetente und menschliche Art der Führung seiner Mitarbeiter hat neben einer funktionierenden Arbeitsgemeinschaft auch eine Reihe persönlicher Freundschaften entstehen lassen. In bezug auf meine Arbeit hatte er stets ein offenes Ohr für meine Fragen, Ideen und auch Nöte und hat mir oft durch aufmunternde Worte über Rückschläge und schwierige Passagen hinweggeholfen. Seine Freude über positive Ergebnisse meiner Arbeit übertraf manchmal fast meine eigene, so daß ich stets das Gefühl hatte, einen sinnvollen Beitrag zur Arbeit der gesamten Gruppe zu leisten. Für diese seine verständige Art und Kollegialität schätze ich ihn sehr und möchte ihm hiermit für die schöne Zeit in seiner Gruppe von Herzen danken. Ich möchte ihm aber auch dafür danken, daß er es mir ermöglicht hat, einen Teil meiner Zeit als Doktorand in den USA an der University of California, Irvine zu verbringen. Die dort gemachten fachlichen und privaten Erfahrungen haben mir geholfen, meinen beruflichen und privaten Horizont zu erweitern.

Bei Prof. Dr. Matthias Bartelmann möchte ich mich für die freundliche Übernahme des Zweitgutachtens dieser Arbeit herzlich bedanken.

Ein besonderer Dank gelte auch Dr. Guido Birk, der mir bei allen Detailfragen während meiner Arbeit, insbesondere in Hinblick auf den Programmcode, numerische Probleme und die magnetische Rekonexion, zur Seite stand. Auch Dr. Heinz Wiechen gilt mein Dank für die bereitwillige Unterstützung bei Fragen zur Plasma-Neutralgas-Wechselwirkung.

Den Kollegen Dr. Thomas Kunzl, Dr. Rüdiger Schopper, Dipl. Phys. Christoph Nodes, Dipl. Phys. Oliver Kostinek und Dipl. Phys. Stefan Lieb danke ich für die lebhaften Diskussionen und insgesamt die schöne Zeit zusammen. Dr. Rüdiger Schopper danke ich für die unzähligen `LaTeX`-Tips und die ausgiebigen Diskussionen über die richtige Farbwahl in `IDL`-Darstellungen. Dr. Thomas Kunzl danke ich für die gemeinsamen Bergtouren und Schachduelle, die nicht selten „suizidale“ Tendenzen aufwiesen.

Furthermore, I would like to turn a special ‘Thank you!’ to Prof. Dr. Gregory Benford who supervised my work at the University of California, Irvine. Working with him on futuristic space probe models and ideas was a bliss to me and propelled my interest in

space physics and engineering. Besides, he and his family hosted me several times in the U.S. and gave me some insight into the Californian way of life.

Meiner Familie gehört mein aufrichtiger Dank. Besonders meine Mutter hat mich zu jedem Zeitpunkt meiner Promotion moralisch und tatkräftig unterstützt und mir immer wieder Mut und Freude an der Arbeit gegeben. Auch mein Vater hat mich all die Jahre selbstlos unterstützt, so daß ich mich ganz auf meine Studien konzentrieren konnte.

A very hearty and honest 'Thank you' on my behalf goes to my girl-friend, Dipl. Phys. (MS) Debora Lika Makino, for being very supportive and sweet. She always motivated me to toil on when I was down and always believed in me. I owe her many thanks for her goodness and support. (Muito obrigado por tudo que você fez pra me, abelhinha!)

Schließlich möchte ich mich bei meinen Freunden bedanken, die meine Studienzeit zu einer schönen Zeit werden ließen. Besonders hervorheben möchte ich die „Heidelberger Gang“ Michael Kreuz, Abigail Katona, Andrea Marey und Birgit Bonni, sowie Jana Rödel, Sandy Jung, Harald Benk, Claudia Kreutzer, Andreas Kemp, Wolfgang Fuchs, Christina Nitzsche und Patrick Nzugang Tem. Jana Rödel möchte ich von Herzen dafür danken, daß sie mir mit gemeinsamen Unternehmungen die Zeit des Zusammenschreibens erleichtert hat. Meinem besten Freund Michael Kreuz danke ich für seine treue und langjährige Freundschaft und für alle tollen Urlaube und Erlebnisse, die wir zusammen hatten.

Last but not least danke ich den Korrekturlesern Dr. Thomas Kunzl und Dr. Norbert Przybilla, die viel Mühe und Zeit in das Aufspüren von Fehlern im Manuskript der vorliegenden Arbeit investiert haben.

Tabellarischer Lebenslauf

Name: Christian Konz
Geburtsdatum: 18.01.1973
Geburtsort: Merzig
Familienstand: ledig

Werdegang:

1979 – 1983 Kreuzberg-Grundschule in Merzig
01.09.1983 – Besuch des neusprachlichen Peter-Wust-Gymnasiums in Merzig
19.06.1992 mit Erwerb der allgemeinen Hochschulreife
12.06.1992 Tag der mündlichen Abiturprüfung
01.07.1992 – Wehrdienst in der LLVersKp 260
30.06.1993 in Merzig
01.10.1993 – eingeschriebener Student im Studienfach Physik-Diplom mit Neben-
18.03.1996 fach Physikalische Chemie an der Universität Kaiserslautern
31.01.1996 Diplom-Vorprüfung in Physik mit Nebenfach Physikalische Chemie
18.03.1996 – eingeschriebener Student im Studienfach Physik-Diplom mit
31.03.2000 Nebenfach Physikalische Chemie an der Ludwig-Maximilians-
Universität München
26.10.1999 Abschluß des Studiums durch Erlangen des Diploms in Physik mit
Nebenfach Physikalische Chemie; Diplomarbeit am Institut für
Astronomie und Astrophysik der Universität München zum Thema:
Magnetische Filamente im interstellaren Medium
01.12.1999 – Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Astronomie
21.04.2001 und Astrophysik der Universität München
22.04.2001 – Unterbrechung der Promotion zwecks eines Forschungsaufenthaltes
11.11.2001 an der University of California, Irvine
seit 12.11.2001 wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Astronomie
und Astrophysik der Universität München
Januar 2003 Promotion am Institut für Astronomie und Astrophysik der
Universität München bei Prof. Dr. Harald Lesch