Massenfluss in kosmischen Filamenten

Klaus Jakabos

München 2011

Massenfluss in kosmischen Filamenten

Bachelor-Arbeit

an der

Ludwig–Maximilians–Universität München

eingereicht von

Klaus Jakabos

(Matr. Nr.: 5008593)

geboren am 14. Januar 1981 in Kösching

betreut von
Prof. Dr. Andreas Burkert

und
Dr. Klaus Dolag

München, den 8. Juni 2011

Evaluator: Prof. Dr. Andreas Burkert

Tag der mündlichen Prüfung: 8 Juni 2011

Inhaltsverzeichnis

Einleitung **1**

1. Theoretische Grundlagen **4**
1.1. Ursprügliche Materieverteilung 4
1.2. Nichtlineare Stukturbildung 6
1.3. Viriales Gleichgewicht 8
1.4. Relaxation 9
1.5. Entstehung von Filamenten 11
1.6. Die verwendete Simulation 12

2. Auswahl und Approximation von Filamenten **14**
2.1. Automatische Detektion von Filamenten 14
2.2. Approximation durch Zylinder 16

3. Massenfluss in kosmischen Filamenten **19**
3.1. Materieströmungen im Filament 19
3.2. Massenfluss in den Segmenten 22
3.3. Massenfluss in den einzelnen Zylinderschalen 28
3.4. Geschwindigkeitsverteilung von heißem und kaltem Gas 34

Zusammenfassung **37**

Danksagung **39**

A. Anhang zu Kapitel 2 **41**

B. Anhang zu Kapitel 3 **45**

Literaturverzeichniss **49**

Abbildungsverzeichnis **50**

Selbstständigkeitserklärung **53**

Einleitung

Bis zu Georges Lemaître´s revolutionärer Entdeckung im Jahr 1927, dass das gesamte Universum expandiert und sich somit alle Galaxien von uns weg bewegen, glaubten die meisten Physiker an ein Universum, in dem die Entfernungen zu anderen Himmelsobjekten im wesentlichen konstant bleiben. Selbst der geniale Physiker Albert Einstein führte aus dieser Überzeugung heraus die berühmte kosmologische Konstante Λ in seine Feldgleichungen ein, um durch diesen Kunstgriff eine Lösung zu erzwingen, die ein statisches Universum beschreibt. Experimentell belegt wurde die Idee eines sich ausdehnenden Kosmos durch die Rotverschiebung in den Spektrallinien zahlreicher weit entfernter Galaxien. Nur zwei Jahre später, im Jahr 1929, fand der amerikanische Astronom Edwin Hubble den formalen Zusammenhang der diese Expansion beschreibt:

$$\vec{v}(\vec{r}, t) = H(t)\vec{r}$$

Die Hubblekonstante $H(t)$ hat derzeit einen Wert von $(70.2 \pm 1.4)\, km/(sMpc)$ (Komatsu et al., 2011). Das Universum als Ganzes dehnt sich also aus und treibt so alle in ihm enthaltenen Objekte auseinander. Dabei ist die Geschwindigkeit mit der sich ein Punkt von uns entfernt umso größer, je weiter er von uns entfernt ist (Hetznecker, 2009; Carroll and Ostlie, 2007).

Dies gilt allerdings nicht uneingeschränkt. Ist die in einem bestimmten Gebiet enthaltene Gravitationsenergie größer als die in ihm enthaltene kinetischen Energie ($E_{grav} > E_{kin}$), so wird im Laufe der Zeit die Anziehung die Expansion zunächst abbremsen und dann umkehren, so dass die Region wieder in sich zusammenstürzt. Wie in Abschnitt 1.2 gezeigt wird, läßt sich dieser Zusammenhang auch in Dichten statt in Energien audrücken. Ist die Dichte einer Region kleiner als eine kritische Dichte ρ_{crit}, so wird das Gebiet für alle Zeiten expandieren, ist die Dichte dagegen größer, so wird die Region aufgrund der Gravitation wieder kollabieren (Carroll and Ostlie, 2007).

Aufgrund theoretischer und experimenteller Nachweise, insbesondere durch die Vermessung der kosmischen Hintergrundstrahlung bei der WMAP-Mission (2001-2010), ist man sich heute relativ sicher, dass die Dichte im Universum als Ganzes nahezu exakt der kritischen Dichte entspricht. Dennoch war das Universum selbst in frühesten Zeiten nicht vollständig homogen mit Materie erfüllt. Kleinste Quantenfluktuationen sorgten kurz nach dem Urknall für geringfügige Schwankungen in der Dichte. Wärend der Inflationären Phase wurden diese Fluktuationen zu makroskopischen Dichtekontrasten aufgebläht. Regionen, in denen die Materiedichte etwas überhalb des kritischen Wertes lag expandierten zunehmend langsamer und begannen sich schließlich von der globalen Hubbleexpansion abzukoppeln und zu kontrahieren.

So bildete zunächst die dunkle Materie immer tiefere Potentialtöpfe, in denen sich dann Materie aus umliegenden Regionen sammelte. Ungefähr 380 000 Jahre nach dem Urknall, am Ende der Reionisationsepoche, entkoppelte sich die baryonische Materie von der Strahlung und sammelte sich ebenfalls in den schon vorgegebenen Potentialtöpfen. Auf diese Weise bildeten sich zunächst Sterne, die sich im Verlauf der weiteren Entwicklung zu Galaxien formierten. Die einzelnen Galaxien verbanden sich aufgrund der gravitativen Anziehung zu Haufen und Superhaufen. Diesen Prozess nennt man auch hierarchische Strukturbildung. Typische Galaxienhaufen bestehen aus 1000 bis 5000 Galaxien, haben eine Virialmasse von $1 * 10^{15}\, h^{-1}\ M_{\odot}$ und ein Masse-Leuchtkraft-Verhältnis von $400\, h\ M_{\odot}/L_{\odot}$ (Hetznecker, 2007; Carroll and Ostlie, 2007; Springel et al., 2006).

Abbildung 0.1 zeigt eine Computersimulation der größten Stukturen im heutigen Universum. Der Ausschnitt hat eine Länge von $250h^{-1}Mpc$ und zeigt Galaxienhaufen, die in einem dreidimensionalen Netz angeordnet sind. Die Simulation stimmt hervorragend mit den Aufnahmen des Sloan Digital Sky Survey (SDSS) überein, bei der ein viertel des gesamten Himmels in verschiedenen Wellenlängenbereichen durchmustert wurde, um die großskalige Struktur des Universums zu vermessen (Hodge et al., 2011).

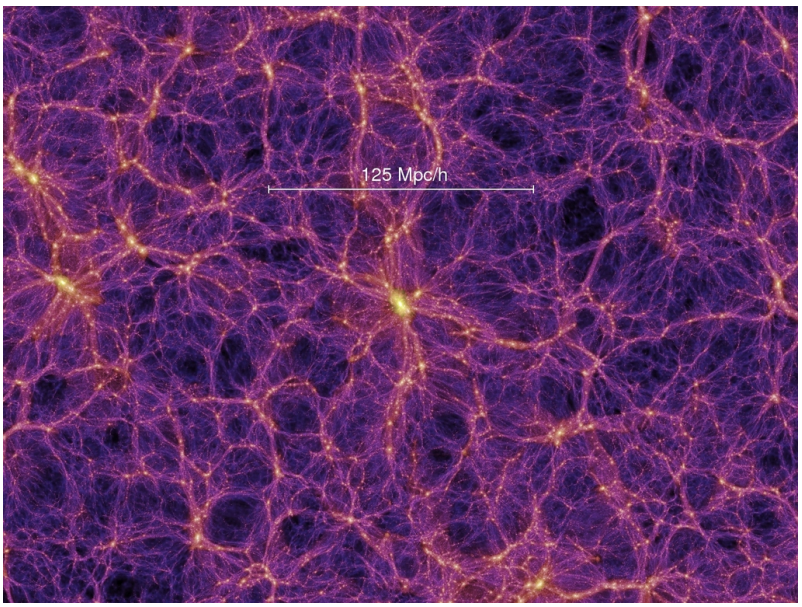


Abb. 0.1.: Von Springel et al. (2005); Struktur des Universums auf großen Skalen bei $z = 0$ (Millenium Simulation)

Galaxienhaufen sind die größten gravitativ gebundenen Objekte im Universum. Sie sind untereinander durch filamentartige Materieverdichtungen verbunden, die in der Simulation gut zu erkennen sind. Diese Filamente erstrecken sich bis zu $150h^{-1}Mpc$ durchs Weltall. Wie González and Padilla (2010) durch die systematische Untersuchung dieser Strukturen herausfanden, haben Filamente im Zentrum eine bis zu hundertfach höhere Dichte als der Durchschnittswert im Universum und im Mittel einen Radius von ca. $3h^{-1}Mpc$. Die gravitative Anziehung der Haufen ist so groß, dass selbst die Materie in den Filamenten entgegen dem Hubblefluss in die Haufen zurück strömt.

Wie genau sich der Massenfluss in diesen Filamenten verhält und von welchen Faktoren er abhängt, möchte ich im Rahmen meiner Bachelorarbeit erörtern. Hierzu werden im ersten Kapitel zunächst einige theoretische Grundüberlegungen angestellt und die verwendete Simulation erläutert. Kapitel 2 handelt davon, wie geeignete Filamente ausgewählt und approximiert wurden. Im dritten Kapitel werden die Ergebnisse meiner Arbeit vorgestellt und diskutiert.

1. Theoretische Grundlagen

Will man verstehen wie sich die großskaligen Strukturen im Universum gebildet haben, so benötigt man zunächst die Information darüber, wie die Materie kurz nach dem Urkanall verteilt war. Kennt man diese Anfangsbedingungen, so benötigt man noch ein theoretisches Modell, das die zeitliche Entwicklung dieser Verteilungen aus über- und unterdichten Regionen beschreibt. Auf beide Punkte möchte ich im Folgenden kurz eingehen. Darüber hinaus geht es in diesem Kapitel darum, wie man den Gleichgewichtszustand, der am Ende einer solchen Entwicklung steht, charakterisiert und um die Simulation, die ich für meine Arbeit verwendet habe.

1.1. Ursprügliche Materieverteilung

Die ersten 70 000 Jahre nach dem Urknall war das Universum stahlungsdominiert, was bedeutet dass der überwiegende Teil der Energie in Form von Stahlung vorlag. Während dieser Zeit wurden Materieverdichtungen durch die dominierende Stahlung immer wieder verwaschen und die Strukturbildung so weitgehend verhindert. Mit der Expansion des Raumes wurden die Wellenlängen der Stahlung immer mehr ins Rote verschoben, so dass die Energie der Strahlung abnahm, bis schließlich der überwiegende Teil der Energie als Materie vorlag. Ab diesem Zeitpunkt begann dunkle Materie immer größer werdende Halos zu bilden (Hetznecker, 2009).

Zahlreiche wissenschaftliche Arbeiten, insbesondere Computersimulationen, legen den Schluß nahe, dass das Leistungsspektrum der Verteilung der dunklen Materie zu diesem Zeitpunkt einem Potenzgesetz folgt. Das Spektrum nimmt zu größeren Dichtefluktuationen hin ab, was bedeutet, dass kleine Dichteschwankungen häufiger und sträker ausgeprägt sind. Dies erklärt die Hierarchische Strukturbildung von unten nach oben. Zunächst vereinigen sich die vielen kleinen DM-Halos zu langsam immer größer werdenden Materieansammlungen (Longair, 1998; Kates et al., 1995).

Eine etwas andere Entwicklung erfährt die baryonische Materie. Sie beginnt zunächst in die Potentialtöpfe, die die dunkle Materie vorgibt, zu fallen. Doch im Gegensatz zu dieser ist baryonische Materie elektromagnetisch wechselwirkend und somit noch an die Stahlung gekoppelt. Die elektromagnetische Stahlung erzeugt in den kollabierenden Gaswolken einen inneren Druck, der umso größer wird, je stärker die Wolke kontrahiert. Somit beginnen die Gaswolken in den Potentialtöpfen der dunklen Materie synchron zu schwingen. Die Schwingungsdauer hängt dabei im wesentlichen von der Masse der Wolke ab. Je größer die Masse, desto größer ist die Schwingungsdauer (Hetznecker, 2009).

Ungefähr 380 000 Jahre nach dem Urknall ist das Universum so weit abgekühlt, dass sich die freien Elektonen an die Atomkerne binden und sich dadurch auch das baryonische Gas von der Stahlung abkoppelt. Die Gaswolken können jetzt ungehindert kollabieren. Gleichzeitig wird durch diesen Prozess aber auch das gesamte Universum durchlässig für elektromagnetische Stahlung.Diese erreicht uns noch heute als Mikrowellenhintergrundstahlung gleichmäßig aus allen Richtungen. Ihr eingeprägt ist die Verteilung der baryonischen Materie zum Zeitpunkt der Reionisation. Gaswolken, die zum Zeitpunkt der Reionisation gerade vollständig kontrahiert waren, hatten eine hohe Dichte und somit ist Licht das uns aus diesen Regionen erreicht durch die gravitative Anziehung rotverschoben. Strahlung aus Regionen, die zu diesem Zeitpunkt gerade minimale Dichte hatten, ist dagegen etwas ins Blau verschoben.

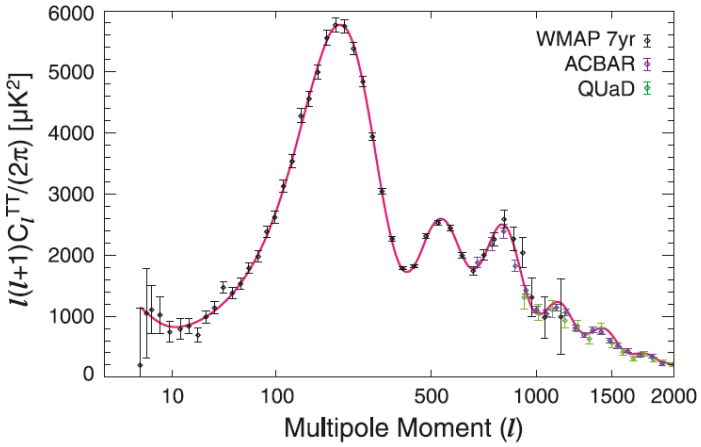


Abb. 1.1.: Abb. 7 aus Komatsu et al. (2011); Leistungsspektrum der Mikrowellenhintergrundstrahlung, aufgenommen durch den WMAP-Satelliten.

Aus dem Leistungsspektrum der Mikrowellenhintergrundstahlung, kann man somit die Materieverteilung zum Zeitpunkt der Reionisation rekonstruieren (siehe Abb. 1.1). Der erste Peak kommt von Gaswolken, die zum Zeitpunkt der Reionisation gerade maximal kontrahiert waren. Dies waren die Wolken mit der größten Masse, weshalb dieser Peak auch am ausgeprägtesten ist. Der zweite Peak wird von Wolken verursacht, die gerade eine dreiviertelte Schwingungsperiode durchlaufen hatten und somit in ihrem ersten Dichteminimum waren, als das Universum lichtdurchlässig wurde. (Hetznecker, 2009; Binney and Tremaine, 2008).

Wenn man jetzt also die ursprüngliche Verteilung von dunkler und baryonischer Materie kennt, dann kann man die Entwicklung des Universums am Computer simulieren. Alle Ergebnisse zeigen deutlich, dass eine Entwicklung zu heutigen Strukturen ohne dunkle Materie nicht möglich gewesen wäre. Baryonische Materie alleine würde einfach nicht schnell genug kontahieren und dadurch Sterne und Galaxien bilden wie wir sie heute vorfinden (Longair, 1998). Weniger Einigkeit besteht in der Frage, wie sich die Gesamtenergie in baryonische bzw. dunkle Materie und dunkle Energie aufteilt. Das derzeit favorisierte Modell ist das ΛCDM-Modell, welches auch den Ergebnissen dieser Arbeit zugrunde liegt (vgl. dazu Abschnitt 1.6).

1.2. Nichtlineare Stukturbildung

Wie bereits in der Einleitung erwähnt, kann man die kritische Dichte aus der Energiegleichung berechnen. Ist die in einer Kugel enthaltene kinetische Energie genauso groß wie die Gravitationsenergie, dann wird die Expansionsgeschwindigkeit gegen Null streben. Die Dichte diser Region entspricht dann der kritischen Dichte, welche kurz hergeleitert werden soll. Aus der Energiebilanz einer expandierenden Kugelschale der Masse m

$$\frac{1}{2}m\dot{r}(t)^2 - G\frac{M_r m}{r(t)} = 0 \tag{1.1}$$

und

$$M_r = \frac{4}{3}\pi r(t)^3 \rho(t) \tag{1.2}$$

folgt sofort

$$\rho_{crit}(t) = \frac{8}{3}\frac{\dot{r}(t)^2}{r(t)^2}\frac{1}{G\pi} = \frac{8}{3}\frac{H(t)^2}{G\pi} \ . \tag{1.3}$$

Hierbei ist G die Gravitationskonstante, M_r die Masse innerhalb der Kugel mit Radius r und m die Masse einer sehr dünnen Kugelschale mit Radius r, welche M umschließt. $\dot{r}(t)$ ist die Expansionsgeschwindgkeit des Universums und $H(t)$ die Hubblekonstante zum jeweiligen Zeitpunkt (Carroll and Ostlie, 2007).

Fasst man die erste Gleichung als Differentialgeichung für $r(t)$ auf, so findet man $r(t) = r_0(\frac{t}{t_0})^{2/3}$ als Lösung, und kann die kritische Dichte umschreiben zu:

$$\rho_{crit}(t) = \frac{1}{6\pi G t^2} \ . \tag{1.4}$$

Am Modell einer sphärisch symmetrischen Dichtefluktuation soll nun kurz die Entwicklung eines solchen Gebietes analysiert werden. Geht man davon aus, dass die Masse der Kugel zu einem Anfangszeitpunt t_i etwas über dem kritischen Wert liegt, so kann man

$$M_r = \frac{4}{3}\pi r(t_i)^3(1+\delta_i)\rho_{crit}(t_i) \tag{1.5}$$

durch den Dichteparameter $\delta_i > 0$ ausdrücken, der die Überdichte zum Zeitpunkt t_i angibt. Die zeitliche Entwicklung der umschließenden Kugelschale mit Masse m, wird dann durch die Newton´sche Bewegungsgleichung

$$m\ddot{r}(t) = -\frac{GM_r m}{r(t)^2} \tag{1.6}$$

beschrieben. Die Lösung von 1.6 kann in paramerisierter Form angegeben werden:

$$r(t) = a(1-cos(\phi)) \ ; \ t = \sqrt{\frac{a^3}{GM}}(\phi - sin(\phi)) \ . \tag{1.7}$$

Für $\phi < \pi$ expandiert die Kugel bis sie bei $\phi = \pi$ ihren maximalen Radius $r_{max} = 2a$ erreicht. Dannach kontrahiert sie wieder, bis sie bei $\phi = 2\pi$ wieder auf einen Punkt zusammengestürzt ist.

Mit $\rho(t) = M/\frac{4}{3}\pi r(t)^3$ und Gleichung 1.4 findet man dann für den Dichteparameter $\delta(t)$:

$$\delta(t) = \frac{\rho(t)}{\rho_{crit}(t)} - 1 = \frac{9}{2}\frac{(\phi - sin(\phi))^2}{(1-cos(\phi))^3} - 1 \ . \tag{1.8}$$

Entwickelt man die Gleichungen 1.7 und 1.8 nach ϕ, so kann man den Radius r_{max} und die Zeit t_{max} am Umkehrpunkt durch die Anfangsbedingungen ausdrücken:

$$r_{max} = 2a \approx \left(\frac{243}{250}\right)^{1/3} \frac{GM_r {t_i}^2}{\delta_i} \tag{1.9}$$

$$t_{max} = \pi\sqrt{\frac{a^3}{GM}} \approx \pi \left(\frac{243}{2000}\right)^{1/2} \frac{t_i}{\delta_i^{3/2}} \ . \tag{1.10}$$

Je größer die anfängliche Dichtefluktuation, desto eher beginnt der Kollaps und desto kleiner wird der maximale Ausdehnungsradius der Fluktuation (Binney and Tremaine, 2008).

1.3. Viriales Gleichgewicht

In disem vereinfachten Modell würde die Masse zum Zeitpunkt $t = 2t_{max}$ wieder auf einen Punkt zusammengestürzt sein. In der Realität aber stellt sich ein viriales Gleichgewicht ein, das einen weitern Kollaps verhindert. In guter Näherung kann man annehmen, dass dies nach $2t_{max}$ der Fall ist. Mit dieser Annahme kann man nun den Virialradius und die Virialmasse der kollabierten Fluktuation bestimmen.

Der Viralsatz besagt, dass ein System im Gleichgewicht ist, wenn die kinetische Energie gerade die Hälfte der potentiellen Energie beträgt. Für die Gesamtenergie E des Systems gilt dann (Carroll and Ostlie, 2007):

$$E = E_{kin} + U = \frac{1}{2}U \ . \tag{1.11}$$

Am Umkehrpunkt liegt die gesamte Energie in Form von potentieller Energie vor, es gilt also $E = -\frac{3}{5}\frac{GM_r{}^2}{r_{max}}$. Hat sich dagegen das Gleichgewicht eingestellt, so kann man die potentielle Energie U durch den Radius r_h ausdrücken, innerhalb dessen sich die Hälfte der Gesamtmasse befindet: $U = -0.45\frac{GM_r{}^2}{r_h}$. Da die Gesamtenergie beim Kollaps natürlich erhalten bleibt, kann man E in Gleichung 1.11 einsetzen und erhält so eine Beziehung zwischen r_h und r_{max}. Der Halbmasseradius eines Systems im Gleichgewicht ist demnach ungefähr ein drittel des Radius am Umkehrpunkt:

$$r_h \approx 0.375 \ r_{max} \ . \tag{1.12}$$

Damit kann man das Verhältnis der Dichte innerhalb des Radius r_h zur kritischen Dichte zum Zeitpunkt $t = 2t_{max}$ berechnen, wo dass Systen virialisiert ist. Man findet

$$\frac{\rho_h}{\rho_{crit}(2t_{max})} = \frac{9GM_r t_{max}^2}{{r_h}^3} = \frac{9\pi^2}{8}\left(\frac{r_{max}}{r_h}\right)^3 \approx 200 \ . \tag{1.13}$$

Ein Gebiet, in dem die durchschnittliche Dichte dem 200-fachen der kritschen Dichte entspricht, befindet sich somit im Gleichgewicht. Dieses Verhältnis wird häufig dazu verwendet, um den Virialradius $r_{vir} = r_{200}$ und die Virialmasse $M_{vir} = M_{200}$ zu definieren (Binney and Tremaine, 2008; Schneider, 2006).

Weiterführende Betrachtungen von Schneider (2006) zeigen, dass ein Galaxienhaufen aus dem Kollaps eines Gebietes entsteht, der in etwa dem sechsfachen seines Virialradius entspricht. In meiner Arbeit untersuche ich Filamente, die in einem Haufen mit $r_{vir} \approx 3.5\ h^{-1}Mpc$ bei $z = 0$ enden (vgl. Abschnitt 1.6). Man kann daher davon ausgehen, dass Gas und dunkle Materie in den Filamenten bis zu einer Entfernung von 21 $h^{-1}Mpc$ vom Zentrum in den Haufen strömt.

1.4. Relaxation

In diesem Abschnitt soll noch etwas näher erläutert werden, wie sich das viriale Gleichgewicht einstellt. Im Gegensatz zu Gas mit hoher Dichte, ist dunkle Materie oder das dünne Gas, wie es in Galaxienhaufen vorkommt, annähernd stoßfrei. Energie kann also nicht direkt durch Teilchenkollisionen ausgetauscht werden, sondern muss auf andere Weise transferiert werden. Binney and Tremaine (2008) haben gezeigt, dass es hierfür im Wesentlichen zwei Mechanismen gibt:

Die Boltzmann-Gleichung besagt, das die Dichte im Phasenraum in der Umgebung eines jeden Teilchens konstant bleibt. Jedoch gilt dies nur für infinitesimal kleine Umgebungen. Betrachtet man die Teilchendichte im Phasenraum dagegen mit einer endlichen Auflösung, so kann die Dichte während der zeitlichen Entwicklung abnehmen. Wie in Abb. 1.2 zu erkennen ist, nimmt die Anzahl der Teilchen in einem kleinen, aber endlichem Gebiet um einen beliebigen Punkt im Phasenraum ab, sobald die Spiralen im Lauf der Zeit in dieses Gebiet wandern. Dies bezeichnet

man auch als „Phase Mixing“. Binney and Tremaine (2008) haben gezeigt, dass die Entropie eines Systems zunimmt, wenn die Dichte im Phasenraum abnimmt. Ein System kann also auch ohne Energieaustausch der Teilchen einem thermodynamischen Gleichgewichtszustand zustreben.

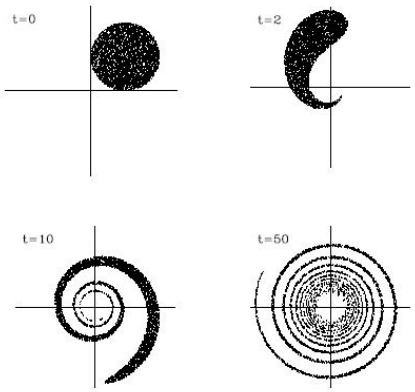


Abb. 1.2.: Abb.1 aus Tremaine (1999); Zeitliche Entwicklung eines kreisfömigen Gebietes im Phasenraum.

Der andere Prozess, der ein stoßfreies System in den Gleichgewichtszustand bringt, wird als „Violent Relaxation“ bezeichnet. Wenn sich Teilchen in einem zeitlich konstanten Potential bewegen, bleibt ihre Energie erhalten. Ist dagegen das Potential zeitabhängig, wie es in einem kollabierenden Galaxienhaufen der Fall ist, so können einzelne Teilchen durchaus ihre Energie ändern. Da die Gesamtenergie natürlich erhalten bleibt, wird Energie ohne direkte Kollision von einem Teilchen auf ein anderes übertragen und der Haufen kann relaxieren (Binney and Tremaine, 2008).

Es besteht jedoch ein wesentlicher Unterschied im Relaxationsprozess zwischen dunkler Materie und baryonischem Gas. Da dunkle Materie nicht elektromagnetisch wechselwirkt, kann sie ihre Energie nicht in Form von Strahlung abgeben. Sie wird daher nur soweit kollabieren, bis $E_{kin} = -\frac{1}{2}U$ gilt und dann in diesem Zustand verbleiben. Es entsteht so ein Halo aus dunkler Materie der sich im virialen Gleichgewicht befindet. Navarro et al. (1997) haben in einer wegweisenden Arbeit eine sehr gute Approximation für das Dichteprofil eines solchen Halos angegeben:

$$\frac{\rho(r)}{\rho_{crit}} = \frac{\delta_c}{(r/r_s)(1+r/r_s)^2} \ . \tag{1.14}$$

r_s ist ein Scalenradius, δ_c ist eine charakteristische (dimensionslose) Dichte und ρ_{crit} die kritische Dichte im Universum (vgl. Formel 1.4).

Baryonisches Gas dagegen kann thermische Energie abstrahlen und so weiter kollabieren. Hierbei sind im wesentlichen drei Fälle zu unterscheiden. Ist die charakteristische Kühlungszeit t_{cool} größer als die Hubble Zeit $t_H = 1/H_0$, so kann die Gaswolke ihre Energie nicht schnell genug abstrahlen und wird so dauerhaft durch den thermischen Druck stabilisiert. Ist t_{cool} kleiner als t_H, aber immer noch größer als die dynamische Freifallzeit t_{dyn}, so kann die Wolke ihre Dichte und Temperatur quasi statisch regulieren und befindet sich daher stets im hydrodynamischen Gleichgewicht. Dann gilt für die Masse innerhalb des Radius r

$$M_r = -\frac{k_b T r}{\mu m_H G}\left(\frac{\partial ln\rho}{\partial lnr} + \frac{\partial lnT}{\partial lnr}\right) , \tag{1.15}$$

wobei k_b die Boltzmannkonstante, μ das mittlere Molekulargewicht und m_H die Masse von Wasserstoff ist. ρ und T sind Dichte und Temperatur des Gases. Ist $t_{cool} < t_{dyn}$, dann kann die Gaswolke die frei werdende Gravitationsernergie sofort abstrahlen und in freiem Fall kollabieren. Die Wolke fragmentiert in mehrere Stücke die dann separat kollabieren und so Sterne und Galaxien bilden (van de Voort et al., 2011).

1.5. Entstehung von Filamenten

In Abschnitt 1.2 wurde der idealisierte Kollaps einer sphärisch symmetrischen Region betrachtet. Doch wie kann man damit die Entstehung der großräumigen Strukturen erklären, wie wir sie heute vorfinden?

Dazu ist es hilfreich sich die Entwicklung von Regionen anzuschauen, die eine Dichte haben die kleiner ist als die kritische Dichte. Da in diesen Gebieten durchschnittlich weniger Masse enthalten ist, kann die Gravitation die Expansion nur in geringerem Maße bremsen, als für das Universum als Ganzes. Unterdichte Regionen expandieren daher schneller als ihre Umgebung und bilden so große Regionen mit ständig abnehmender Dichte sog. „Voids“. Diese haben einen Durchmesse von mehreren 100 $h^{-1}Mpc$ und beinhalten nahezu keine Galaxien oder dunkle Materie. Die zeitliche Entwicklung dieser Voids ist in Abb. 1.3 dargestellt. Treffen die

Ränder dieser Blasen aufeinander, so wird dort das Material verdichtet und es entstehen flächenartige Strukturen mit sehr hoher Dichte. An den Schnittstellen dieser „Sheets“ bilden sich Filamente, in denen die Dichte dem bis zu 100-fachen der kritischen Dichte enspricht. Die Filamente laufen in Knoten zusammen, in denen sich riesige Galaxienhaufen befinden. Es bildet sich so eine 3-dimensionale netzartige Struktur, die daher oft auch als „Cosmic Web“ bezeichnet wird.

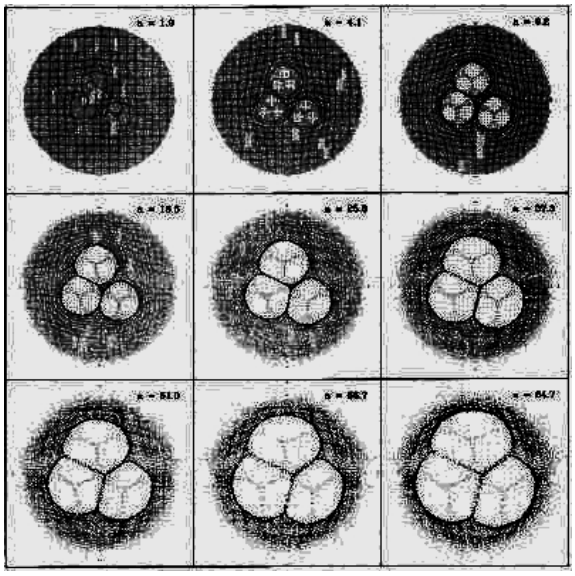


Abb. 1.3.: Abb.4 aus Dubinski et al. (1993); Zeitliche Entwicklung von unterdichten Regionen (von links oben nach rechts unten).

Vereinfachend kann man sagen, dass Materie aufgrund der gravitativen Anziehung aus den Sheets in die Filamente fließt und von dort in die Knoten, wo sich dann virialisierte Halos aus dunkler Materie bilden. In diesen Halos befinden sich Galaxienhaufen, die aus bis zu 5000 Galaxien bestehen. Dieser Materiefluss hat deutliche Auswirkungen auf die Entwicklung der Haufen und ihrer Galaxien (Binney and Tremaine, 2008; Dubinski et al., 1993).

1.6. Die verwendete Simulation

Bei der Computersimulation, auf der die Ergebnisse meiner Arbeit beruhen, handelt es sich um die hochaufgelöste hydrodynamische Simulation einer Protocluster-Region bei einer Rotverschiebung von $z \approx 2.013$. Zugrundeliegendes kosmologisches Modell ist das ΛCDM-Modell mit den Parametern $\Omega_m = 0.3$, $\Omega_b = 0.04$, $h = 0.7$

und $\sigma_8 = 0.9$. Die simulierte Box hat eine Kantenlänge von 60 $h^{-1}(1+z)^{-1}Mpc$ und wurde aus einer niedrieg aufgelösten kosmologischen Simulation gewonnen, indem ein Teilbereich mit höherer Massen- und Kraftauflösung resimuliert wurde. Die Simulation wurde mit dem TreePM-SPH GADGET-2 Code (Springel et al., 2005) durchgeführt und beinhaltet ein Modell, welches die effektive Sternentstehung (1750 $M_\odot/yrs$) und chemische Anreicherung beschreibt.

Die Gesamtzahl der dunkle Materie Teilchen in der hochaufgelösten Region beträgt ungefähr $2.4 * 10^7$. Die Anzahl der Gasteilchen ist zu Beginn etwa genauso groß, die Masse betägt jeweils $2.8 * 10^7\ h^{-1}M_\odot$. Jedes Gasteilchen kann bis zu 3 Sternteilchen mit einer Masse von $0.9 * 10^7\ h^{-1}M_\odot$ erzeugen. Durch Anwendung des SKID-Algorithmus von Stadel (2001) wurden 1571 Galaxien identifiziert. Das Zentrum des simulierten Haufens wird von einer sehr massiven Galaxie mit einer Masse von $m = 4.8 * 10^{12}\ h^{-1}M_\odot$ dominiert. Dies entspricht ungefähr dem 10-fachen der Masse der zweitmassivsten Galaxie.

Wie in Abschnitt 1.3 gezeigt wurde, ist die Masse in einem Gebiet, in dem die mittlere Dichte dem 200-fachen der kritischen Dichte entspricht, eine gute Abschätzung für die Virialmasse. Wendet man dies auf den simulierten Protocluster bei $z \approx 2.013$ an, so findet man eine Virialmasse von $M_{200} \approx 2.8 * 10^{14}\ h^{-1}M_\odot$ innerhalb des Viralradiuses $r_{200} \approx 0.5\ h^{-1}Mpc$. Berechnet man die Virialmasse mit Hilfe der eindimensionalen Geschwindigkeitsdispersion $\sigma_v = 916\ km/s$, so findet man einen ähnlichen Wert wie M_{200}, wodurch die Annahme eines hydrodynamischen Gleichgewichts innerhalb von r_{200} bestätigt wird. Bei $z = 0$ ist die simulierte Region dann zu einem reichen Galaxienhaufen mit einer Virialmasse von ungefähr $2.0 * 10^{15}\ h^{-1}M_\odot$, bei einem Radius von $r_{200} \approx 3.5\ h^{-1}Mpc$, angewachsen.

2. Auswahl und Approximation von Filamenten

Da Filamente im Gegensatz zu Halos nicht virialisiert sind und sich zudem über einen weiten Bereich von Längen erstrecken, ist es schwierig sie durch ein automatisiertes Verfahren zu erkennen. Aus diesem Grund werden Filamente in Simulationen bis heute überwiegend mit dem Auge identifiziert. In diesem Kapitel möchte ich kurz auf eine Arbeit von González and Padilla (2010) eingehen, die eine Methode zur automatischen Detektion dieser Strukturen entwickelt haben und danach beschreiben, wie ich die Filamente in meiner Arbeit definiert habe.

2.1. Automatische Detektion von Filamenten

Um filamentartige Strukturen systematisch aufzufinden, haben González and Padilla (2010) zunächst sehr massive Halos aus dunkler Materie mit einer Masse über $10^{14}\ h^{-1}M_{\odot}$ ausgewählt. Diese Knoten werden durch ein Netz aus Filamenten miteinander verbunden und bilden somit Anfangs- und Endpunkte. Weitere Subhalos mit geringerer Masse, die bevorzugt in den überdichten Regionen eines Filaments zu finden sind, werden dann als Tracer verwendet. Die Verbingung dieser Punkte bildet so etwas wie das Rückgrat eines Filaments, das dem teilweise komplizierten Weg dieser dichten Regionen folgt. Alle weiteren zugehörigen Subhalos werden über ihre Bindungsenergie in einer Ebene, die senkrecht auf dem approximierten Weg steht, identifiziert.

Die Qualität eines Filaments wird über zwei charakteristische Parameter bestimmt. Der Dichteparameter gibt hierbei die minimale Dichte der Subhalos, die das Rückgrat definieren, an. Der Lückenparameter ist ein Maß für den mittleren Abstand zwischen diesen Subhalos. Ein hoher Dichte- und ein niedriger Lückenparameter lassen auf ein Filament von hoher Qualität schließen.

Durch dieses automatisierte Detetktionsverfahren ist es nun möglich, eine Vielzahl an Filamenten systematisch zu untersuchen. Für die 33% der Filamente mit der höchsten Qualität ergaben sich dabei folgende Eigenschaften:

- Die Längen der einzelnen Filamente betragen im Extremfall bis zu 150 $h^{-1}Mpc$, konzentrieren sich jedoch bei Längen unter 50 $h^{-1}Mpc$
- Die Verteilung der Durchmesser zeigt ein klares Maximum bei 3 $h^{-1}Mpc$.
- Durchschnittlich enden 2 Filamente in einem Knoten. Dieser Wert hängt jedoch ab von der Masse des Galaxienhaufens und erreicht einen Wert von ≈ 3 für Halos mit einer Masse über 10^{15} $h^{-1}M_{\odot}$.
- In der Einfallsregion um den Knoten kann die Dichte im Zentrum des Filaments das hundertfache der durchschnittlichen Dichte im Filament betragen. Weiter außerhalb sinkt die Dichte im Zentrum dann auf das 5 bis 10-fache des Durchschnittswertes.
- Es gibt einen klaren Zusammenhang zwischen Länge, Qualität und Geradlinigkeit eines Filaments. Kürzere Filamente haben in der Regel eine bessere Qualität und verlaufen auch geradliniger.
- Filamente zeigen eine komplexe Geschwindigkeitsstruktur. Sie können sich aufeinander zubewegen oder voneinander entfernen. Darüber hinaus können sich gedehnt oder gestaucht werden und sogar Rotation oder Torsion erfahren.

2.2. Approximation durch Zylinder

Einen vergleichbaren Ansatzt bei der Bestimmung des Rückgrates der Filamente habe ich auch in meiner Arbeit gewählt. Hierzu wurden zunächst mit dem „Friend of Friend“ Algorithmus die Positionen der zentralen Galaxien der massereichsten Halos bestimmt. Wie bei González and Padilla (2010) stellen sie die Knoten dar, in denen die Filamente zusammenkommen. Das rote Rechteck in Abbildung 2.1 kennzeichnet die Position des massereichsten Halos in dem 4 deutlich erkennbare Filamente [1] mit Längen zwischen 6 $h^{-1}(1+z)^{-1}Mpc$ und 13 $h^{-1}(1+z)^{-1}Mpc$ enden. Jeder weiße Punkt stellt eine Galaxie dar, die hier als Tracer für Filamente verwendet werden. Die farbigen Kreuze stehen für die Zentralgalaxien von benachbarten Halos. Eine Projektion dieser Abbildung in alle drei Koordinatenebenen ist im Anhang A zu sehen.

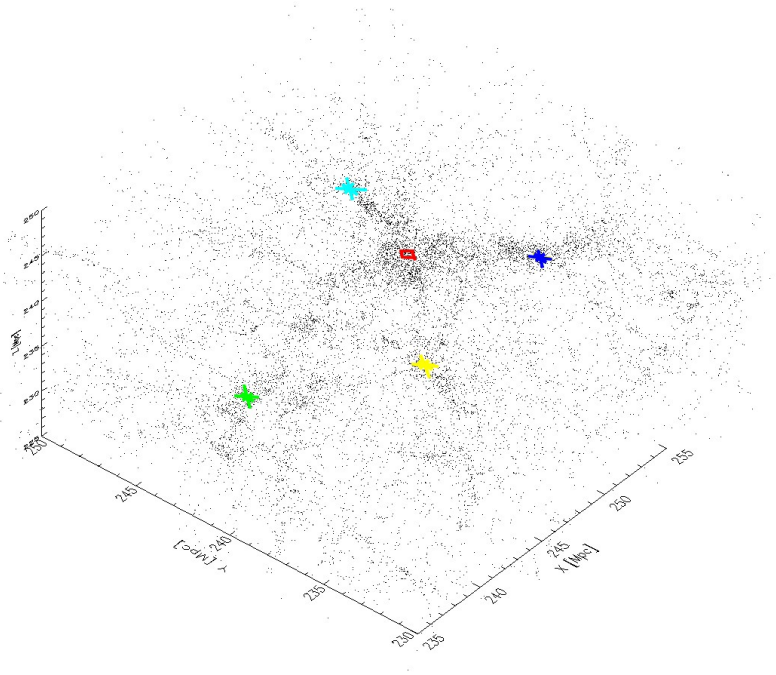


Abb. 2.1.: 3-dimensionale Darstellung der zentralen Region des simulierten Protoclusters. Das rote Rechteck im Zentrum kennzeichnet die Position der Zentralgalaxie des massereichsten Halos in dem 4 Filamente enden. Die Box hat eine Größe von 20 $h^{-1}(1+z)^{-1}Mpc$ in jede Richtung.

[1] Nach González and Padilla (2010) enden in einem Galaxienhaufen mit einer Masse unter $10^{15}\ h^{-1}M_{\odot}$ nur 2 Filamente. Da der vorliegende Haufen eine Viralmasse von $2.2*10^{14}\ h^{-1}M_{\odot}$ hat, kann diese Vorhersage hier nicht bestätigt werden.

Als nächstes muß der kurvige Verlauf der Filamente approximiert werden. Während González and Padilla (2010) massereiche Subhalos zwischen den Knoten als Tracer für das Rückgrat verwendet haben, habe ich mit Contourplotts die Massenzentren der Gasteilchen entlang des Filaments bestimmt. Hierfür wurde zunächst ein 3-dimensionales Gitter mit einer Auflösung von 0.25 $h^{-1}(1+z)^{-1}Mpc$ in einer Ebene senkrecht zur Verbindungslinie der Knoten aufgesetzt. Dann wurde in 12 äquidistanten Ebenen entlang des Filaments die Masse der Gasteilchen in jeder Gitterbox bestimmt. Mit einem Contourplot wie er in Abbildung 2.2 zu sehen ist, kann man dann die Koordinaten der Massenzentren bestimmen. Transformiert man diese Koordinaten zurück in das ursprügliche Koordinatensystem, so bekommt man eine gute Approximation des kurvigen Verlaufes.

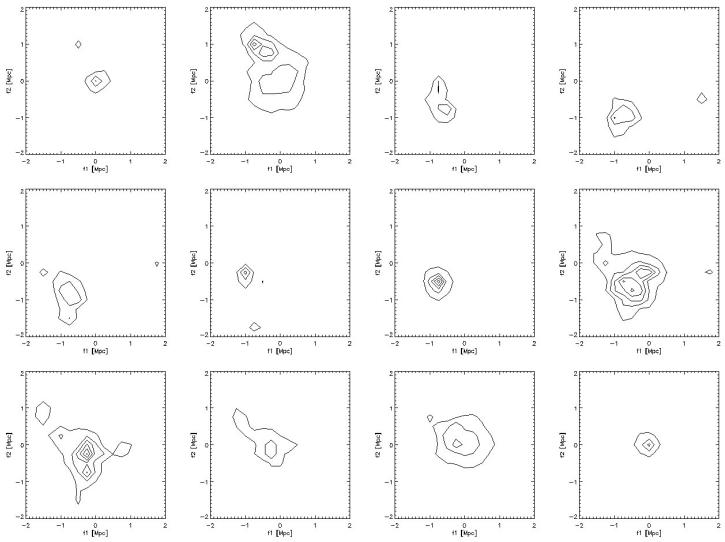


Abb. 2.2.: Contourplot der Massenverteilung entlang des ersten Filaments. Da die Gesamtlänge des Filaments ungefähr 12 $h^{-1}(1+z)^{-1}Mpc$ beträgt, haben die Ebenen eine Abstand von ca. 1 $h^{-1}(1+z)^{-1}Mpc$.

In Abbildung 2.3 ist der Verlauf der zentralen Region eines Filaments als grüne Linie eingezeichnet. Von links oben nach rechts unten sind die Projektionen in die xy, zy und xz-Ebene zu sehen. Es handelt sich hierbei um das Filament, welches in Abbildung 2.1 vom grünen Kreuz zum roten Rechteck verläuft und im Folgenden als Filament 1 bezeichnet wird. Es ist gut zu erkennen, dass das Rückgrat des Filaments dem Verlauf der Gasteilchen folgt, welche hier als blaue Punkte eingezeichnet sind. Es ist zu beachten, das nur jedes 30. Teilchen eingzeichnet ist, um Substukturen wie den Halo in der Mitte des Filaments erkennen zu können. Weitere Abbildungen,

die auch auch das unverdünnte Gas, bzw. die Verteilung der Galaxien und dunklen Materie im Filament 1 zeigen sind im Anhang A aufgeführt.

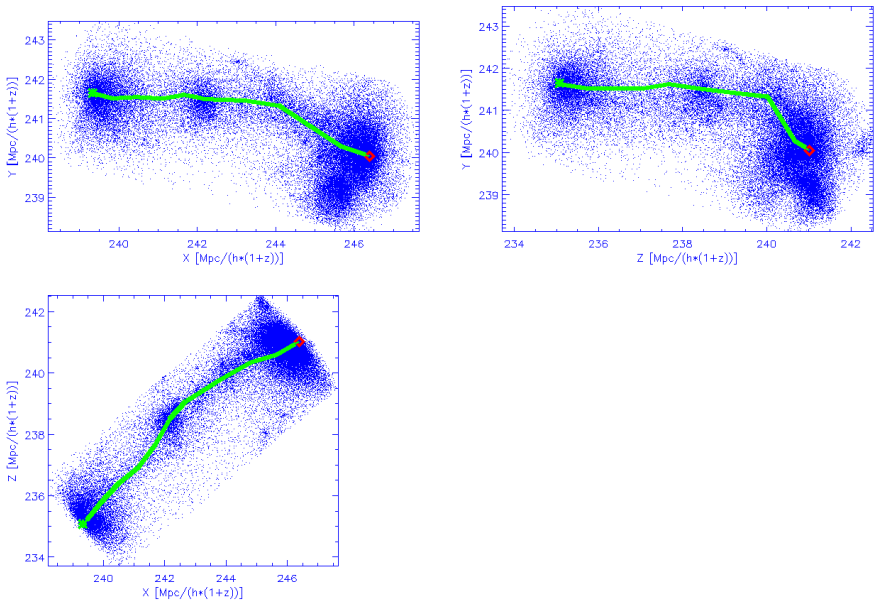


Abb. 2.3.: Projektion von Filament 1 in die xy, zy und xz-Ebene. Die grüne Linie ist das Zentrum des Filaments und folgt den Gasteilchen, die als blaue Punkte eingezeichnet sind.

Im Unterschied zu Gonzalez und Padilla, die alle zum Filament zugehörigen Galaxien und Subhalos über die Bingungsenergie bestimmt haben, wurde hier jedes Filament der Länge nach in 11 Segmente unterteilt und um jedes Segment einen Zylinder mit einem Radius von 2 $h^{-1}(1+z)^{-1}Mpc$ definiert. Die Mittellinie jedes Zylinders entspricht dabei der Verbindungslinie der neuen Koordinaten aus den Contourplots. Alle Teilchen, die ausserhalb dieser Zylinder liegen zählen nicht mehr zum Filament und werden verworfen. Um auch den Massenfluss senkrecht zum Filament untersuchen zu können, wird jedes Segment zusätzlich noch in 10 konzentrische Zylinderschalen unterteilt. Jede Schale hat eine Durchmesser von 0.2 $h^{-1}(1+z)^{-1}Mpc$ und beinhaltet je nach Dichte zwischen 2000 und 20 000 Teilchen. Im gesamten Fialament 1 sind ungefäht 1.2 Millionen Teilchen enthalten.

3. Massenfluss in kosmischen Filamenten

van de Voort et al. (2011) untersuchten in ihrer Arbeit die Akkretion von Gas und dunkler Materie auf Galaxien und deren Halos. Dabei zeigte sich, dass Filamente einen deutlichen Einfluss auf diesen Vorgang haben können, da Galaxien entlang eines Filaments Gas mit erhöhter durchschnittlicher Dichte akkretieren. Da die charakteristische Kühlungszeit von dichtem Gas niedrig ist, kann das Gas seine gravitative Bindungsenergie relativ schnell abstrahlen und erlangt daher beim Erreichen des Galaxienhalos nicht die Virialtemperatur. In disem Fall spricht man von „kalter Akkretion“. Man geht davon aus, das insbesondere bei hohen Rotverschiebungen Galaxien in Filamenten durch einen Strom aus kaltem Gas versorgt werden, welches einen erheblichen Einfluss auf die Entwicklung dieser Galaxien hat. Demzufolge ist es unumgänglich den Materiefluss in Filamenten zu verstehen, wenn man die Evolution solcher Galaxien erklären will.

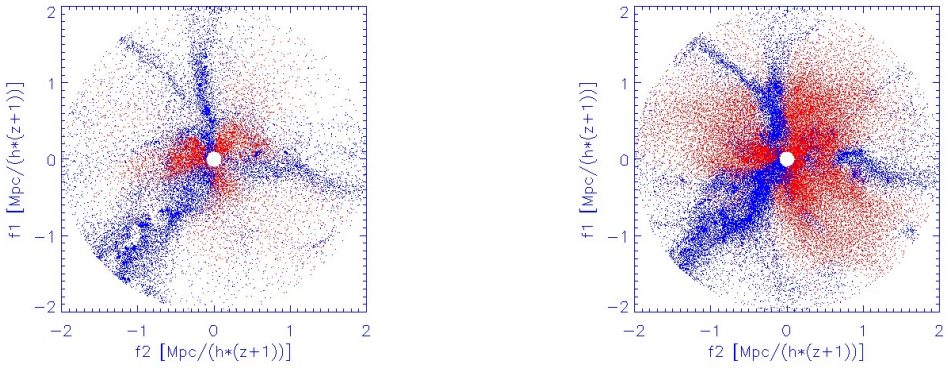
In diesem Kapitel möchte ich die Ergebnisse meiner Arbeit zum Massenfluss in kosmischen Filamenten vorstellen. Zu Beginn wird die Strömung von Materie im Filament veranschaulicht und der Massenfluss parallel und senkrecht zum Filament diskutiert. Im Anschluss daran werden die Unterschiede in den Geschwindigkeitsverteilungen von heißem und kaltem Gas besprochen.

3.1. Materieströmungen im Filament

Wie bereits in Abschnitt 1.5 geschildert, entstehen Filamente vornehmlich an den Schnittstellen kosmischer Sheet´s. Diese flächenartigen Materieverdichtungen entstehen, da Regionen in denen die Dichte unter dem kritischen Wert liegt schneller expandieren, als der allgemeine Hubblefluss. Wie expandierende Blasen treiben sie Materie aus der unterdichten Region heraus, die sich dann an den Berührungsflächen

verdichtet. Anschließend fließt sie entlang der Sheet´s in die Filamente, die sich an den Schnittstellen der Sheet´s bilden.

Abbildung 3.1 zeigt eine Projektion der Materieverteilung in den Segmenten 8 und 9 von Filament 1, welches in Abbildung 2.1 vom roten Rechteck im Zentrum zum grünen Kreuz verläuft. Dabei werden die Segmente immer von dem zentralen Halo (Segment 0) zu den äußeren Halos (Segment 10) gezählt. Für jedes Segment wird ein orthonormales Koordinatensystem mit Basisvektoren f0, f1 und f2 so gewählt, dass f0 in Richtung der Zylinderachse zeigt. Alle Basisvektoren f1 liegen dabei stets in einer Ebene. Blau gefärbt sind Gasteilchen die auf das Zentrum des Filaments zuströmen. Rote Teilchen dagegen haben eine Geschwindigkeitskomponente nach Außen. Es ist gut zu erkennen, dass das Gas hauptsächlich entlang von 3 Sheet´s, die ungefähr in einem Winkel von 120° zueinander stehen, in das Zentrum des Filaments strömt. Dort wird das Gas verdichtet und es kommt so zu vermehrter Sternentstehung. Das aufgeheizte Gas tritt dann auf der gegenüberliegenden Seite wieder aus, was in der Abbildung an den roten Teilchen zu erkennen ist.

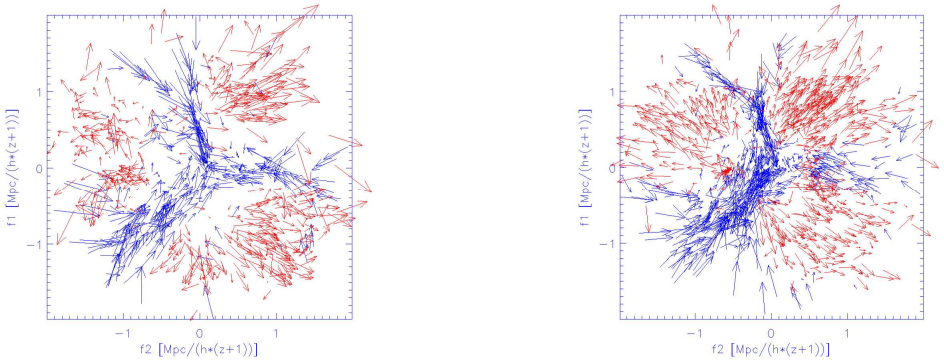


(a) Segment 8 **(b)** Segment 9

Abb. 3.1.: Materieverteilung in den Segmenten 8 und 9. Blau gekennzeichnet sind Gasteilchen die auf das Zentrum des Filaments strömen, rot sind Teilchen mit einer Geschwindigkeitskomponente nach Außen.

Im Anhang B ist die Projektion der Materieverteilung von Gas und dunkler Materie im Filament 1 für alle Segmente zu finden. Es zeigt sich dabei, dass die Gasverteilung im Wesentlichen der Verteilung von dunkler Materie entspricht und dass die Sheet´s jeweils in einer Ebene entlang des ganzen Filaments verlaufen.

Zur Verdeutlichung des Materieflusses ist in Abbildung 3.2 noch das Geschwindigkeitsfeld für einen repräsentativen Bruchteil der Gasteilchen in den Segmenten 8 und 9 des ersten Filaments gezeigt. Auch hier ist deutlich zu sehen, dass das Gas in drei gebündelten Strömen auf das Zentrum des Filaments zufließt und danach auf der gegenüberliegenden Seite in einer diffusen Wolke wieder nach Außen strömt. Auch hier steht blau wieder für Teilchen, die sich auf das Zentrum zubewegen und rot für Teilchen, die sich vom Zentrum entfernen. Anhang B zeigt das Geschwindigkeitsfeld für alle Segmente.



(a) Segment 8 **(b)** Segment 9

Abb. 3.2.: Geschwindigkeitsfeld in den Segmenten 8 und 9. Es sind nur die Vektoren für einen Bruchteil aller Teilchen eingetragen.

Als nächstes stellt sich natürlich die Frage, wie das Gas auf den zentralen Halo zuströmt. Einen ersten qualitativen Eindruck davon bekommt man, wenn man eine Projektion des Geschwindigkeitsfeldes in die f0-f1-Ebene bildet, wie sie in Abbildung 3.3 zu sehen ist. Die Pfeile sind die Geschwindigkeitsvektoren eines repräsentativen Bruchteils der Gasteilchen in den Segmenten 6,5 und 4 (von links nach rechts) von Filament 1. Teilchen in den Randbereichen des Filaments haben sowohl eine Geschwindigkeitskomponente auf das Zentrum des Filaments hin, als auch eine auf den zentralen Galaxienhaufen, der sich rechts im Bild bei Segment 0 befindet. In der Mitte des Fialments hat sich eine fast gleicheförmige Strömung gebildet. Die Teilchen fließen also zunächst von den Randbereichen des Filaments in das Zentrum und bewegen sich dann auf den zenralen Halo zu.

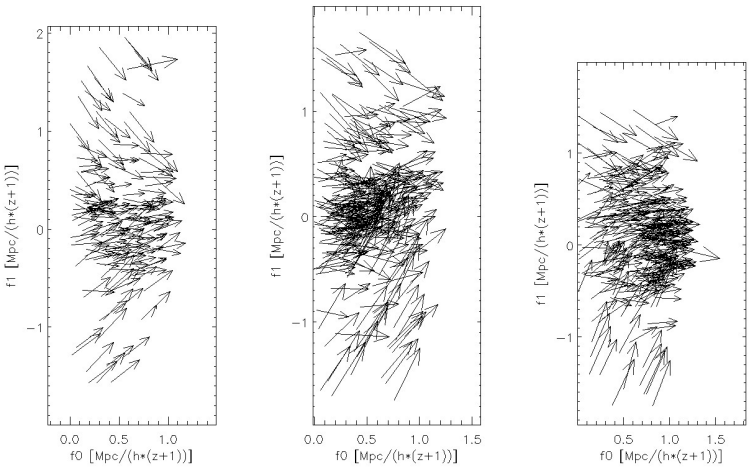


Abb. 3.3.: Geschwindigkeitsfeld in den Segmenten 6,5 und 4 (von links nach rechts). Die Teilchen fließen trichterförmig zunächst in das Zentrum des Filaments und dann gleichförmig auf den Halo zu.

3.2. Massenfluss in den Segmenten

Nach diesen ersten qualitativen Ergebnissen, folgt nun die quantitative Analyse des Massenflusses in den ausgewählten Filamenten. Dazu wird jedes Filament zunächst in 11 zylinderförmige Segmente mit einem Radius von 2 $h^{-1}(1+z)^{-1}Mpc$ unterteilt. Die Längen der Zylinder hängen von der Länge des jeweiligen Filaments ab und betragen zwischen 0.5 $h^{-1}(1+z)^{-1}Mpc$ und 1.2 $h^{-1}(1+z)^{-1}Mpc$. Die Achsen der Zylinder folgen dabei dem Verlauf der maximalen Dichte der Gasteilchen im Filament (vgl. dazu Abschnitt 2.2) und liegen daher nicht auf einer Linie. Da zunächst nur die Zylinder als Ganzes betachtet und noch nicht in konzentrische Zylinderschalen aufgeteilt werden, ist es hier nur sinnvoll, die Komponente des Materieflusses parallel zur Zylinderachse zu betrachten.

Um den Materiefluss berechnen zu können, muß man zunächst die Orts- und Geschwindigkeitsvektoren $\vec{x}'$ und $\vec{v}'(\vec{x}')$ aus dem ursprünglichen Koordinatensystem S' in das Koordinatensystem des jeweiligen Zylinders S transformieren. Hierfür werden zunächst für jeden Zylinder neue Basisvektoren $\vec{f_0}$, $\vec{f_1}$ und $\vec{f_2}$ definiert, die

ein orthonormales Koordinatensystem bilden, in welchem die Zylinderachse parallel zu $\vec{f_0}$ verläuft. Aus diesen neuen Basisvektoren kann die Transformationsmatrix $T = (\vec{f_0}, \vec{f_1}, \vec{f_2})^{-1}$ bestimmt werden, mit der man jetzt $\vec{x}'$ und $\vec{v}'$ in das jeweilige Zylindersystem transformieren kann:

$$\vec{x} = T \cdot (\vec{x}' - \vec{g}') \quad , \quad \vec{v} = T \cdot \vec{v}' \ . \tag{3.1}$$

Der Vektor $\vec{g}'$ verläuft vom Ursprung in S' zu einem Ende der Zylinderachse. Durch Subtraktion von $\vec{g}'$ erreicht man, dass die Zylinderachse durch den Ursprung des neuen Koordinatensystems verläuft.

Jetzt kann man für jedes Segment die mittlere Dichte und die mittlere Geschwindigkeit parallel zur Zylinderachse berechnen. Sind in einem Zylinder N Gasteilchen der Masse m_i mit den Geschwindigkeiten $\vec{v}_i$ enthalten, so gilt:

$$\rho = \sum_{i=1}^{N} \frac{m_i}{r^2 \pi L} \tag{3.2}$$

$$< v_{\parallel} > = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} \vec{v}_i \cdot \vec{f}_o \tag{3.3}$$

Hierbei ist L die Länge des Zylinders und r der Radius. Die Parallelkomponente des gesamten Massenflusses $\Phi_{\parallel}$ in jedem Segment erhält man nun, indem man die Beiträge aller Teilchen zum Massenfluss in dem jeweiligen Zylinder aufsummiert:

$$\Phi_{\parallel} = \sum_{i=1}^{N} \vec{v}_i \cdot \vec{f}_0 \ \frac{m_i}{r^2 \pi L} \ \approx \ \rho \cdot \ < \vec{v}_{\parallel} > \ . \tag{3.4}$$

In der ersten Zeile von Abbildung 3.4 sind die Dichteprofile aller 4 Filamente in Einheiten der durchschnittlichen Gasdichte in der Simulation ρ_{Gas} zu sehen. Der zentrale Galaxienhaufen in dem die Filamente enden befindet sich dabei immer auf der linken Seite und ist durch ein rotes Rechteck gekennzeichnet. Die farbigen Kreuze entsprechen denen aus Abbildung 2.1 und kennzeichnen die Halos in denen die Filamente beginnen. Auf der x-Achse sind die einzelnen Segmente angetragen, die Filamente werden im Folgenden von 1 bis 4 durchnummeriert (von links nach rechts). In der zweiten Zeile ist $< v_{\parallel} >$ in den Einheiten km/s dargestellt. Die dritte Zeile zeigt schließlich den nach Formel 3.4 berechneten Massenfluss der Gasteilchen $\Phi_{\parallel}$ in $\frac{10^{10} M_{\odot}}{(Mpc^2\ Gyr)} \cdot (h^2(1+z)^3)$ für jedes Segment. Der Verlauf von ρ, $< v_{\parallel} >$ und $\Phi_{\parallel}$ für dunkle Materie ist dem von Gas sehr ähnlich und im Anhang B zu sehen.

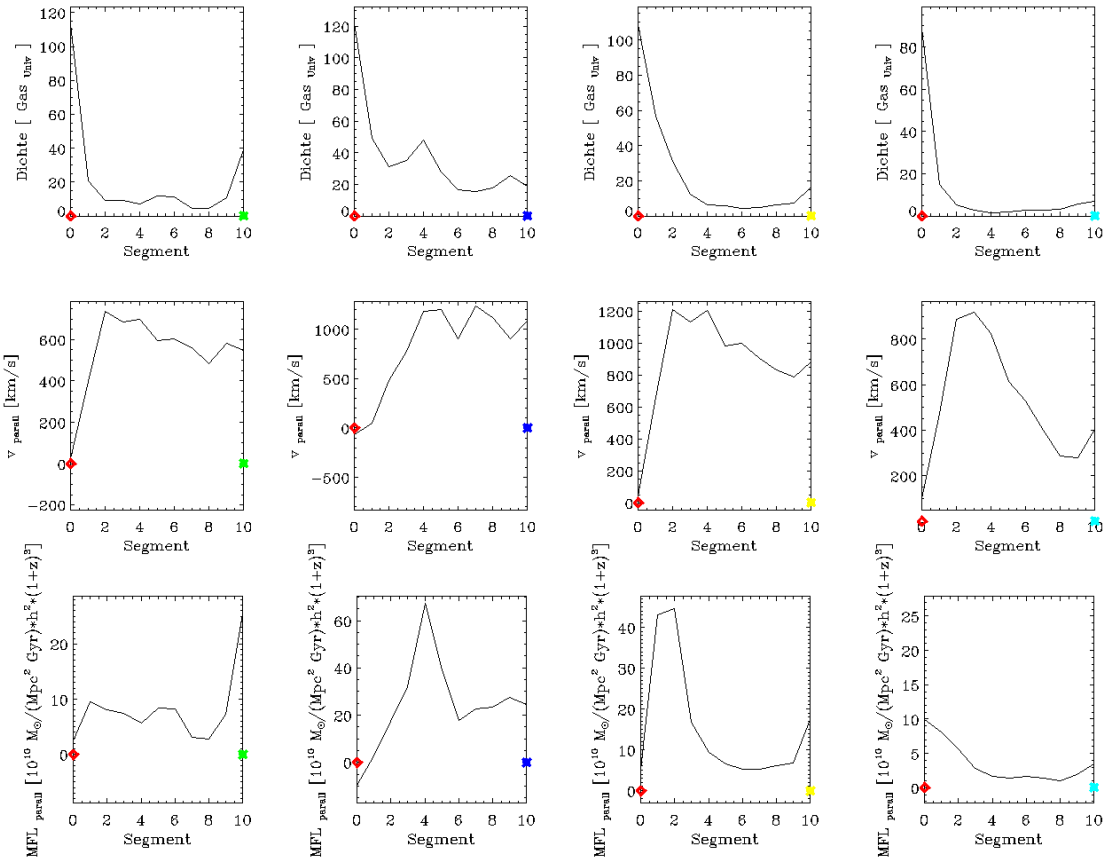


Abb. 3.4.: Dichteprofil und Parellelkomponente der Geschwindigkeit und des Massenflusses von Gas für die Filamente 1,2,3 und 4 (von links nach rechts).

Aus den Dichteprofilen ist zu erkennen, dass die Dichte im zentralen Galaxienhaufen ungefähr dem 100-fachen der mittleren Gasdichte entspricht. Für die Filamente 1,3 und 4 nimmt die Dichte nach Außen hin relativ schnell ab und ist bereits ab dem dritten Segment auf das 3 bis 10-fache des Mittelwertes abgesunken. Bei den äußeren Halos steigt sie dann wieder auf Werte zwischen 5 und 40 an. Filament 1 zeigt ein kleines Dichtemaximum in den Segmenten 5 und 6, welches auch schon in Abbildung 2.3 zu erkennen war. Filament 2 zeigt einen etwas untypischen Verlauf, da es insgesamt sehr dicht ist und bei den Segmenten 4 und 9 relativ scharfe Dichtemaxima aufweist. Zudem ist es mit einer Länge von etwa 5 $h^{-1}(1+z)^{-1}Mpc$ das kürzeste. Filament 1 ist mit 12.5 $h^{-1}(1+z)^{-1}Mpc$ das Längste bei gleichzeitig geringster Dichte. Die beste Qualität haben also die Filamente 1 und 3, weshalb wir uns im Folgenden auf diese beiden konzentrieren wollen.

Aus dem Verlauf von $< v_{\parallel} >$ ist zu ersehen, dass das Gas in den Filamenten auf den zentralen Halo hin beschleunigt wird und dann im 2. Segment Maximalwerte zwischen 750 und 1200 km/s erreicht. Dannach strömt die Materie in den Gashalo des zentralen Galaxienhaufens und wird dort abgebremst. Die Mitte des zweiten Segements, wo $< v_{\parallel} >$ Maximalwerte erreicht, hat einen Abstand von $\approx$ 1.5 $h^{-1}(1+z)^{-1}Mpc$ vom Zentrum, also ungefähr das 3-fache des Virialradiuses. Einen eher untypischen Verlauf zeigt auch hier wieder Filament 2, in dem die Geschwindigkeit relativ konstant 1000 km/s beträgt, bis dann das Gas bereits ab dem 4. Segment abgebremst wird. Eine mögliche Erklärung hierfür ist, dass die Dichte in diesem Segment ein Zwischenmaximum vom 50-fachen der mittleren Dichte aufweist, wodurch das einströmende Gas bereits hier abgebremst wird.

Der Massenfluss $\Phi_{\parallel}$ zeigt ein ähnliches Verhalten wie $< v_{\parallel} >$. Er nimmt zum Zentralen Halo hin zu und geht dann ab dem 2. Segement auf den Wert 0 zurück. Eine Ausnahmen bildet Filament 2, in welchem der Massenfluss bereits im 4. Segment ein Maximum erreicht. Dies kann ebenfalls mit dem Dichtemaximum in diesem Segment, welches sich mit etwa 1000 km/s auf den zentralen Halo zubewegt, erklärt werden. Eine weitere Ausnahme hiervon ist im Filament 4 zu beobachten, wo der Massenfluss bis ins Zentum hinein zunimmt. In allen Filamenten ist ein Anstieg des Materieflusses in den äußersten Bereichen (Segment 9 und 10) zu erkennen. Dies ist auf die erhöhte Dichte in den äußeren Halos zurück zu führen, die sich mit Geschwindigkeiten zwischen 400 und 1000 km/s auf den zentralen Haufen zubewegen.

Zum Schluß dieses Abschnitts soll noch überprüft werden, ob die nach Gleichung 3.3 berechneten Werte für $< v_{\parallel} >$ mit den theoretischen Vorhersagen übereinstimmen. Geht man vom einfachsten Fall aus, dass ein Teilchen mit Masse m und $v_0 = 0$ aus dem Unendlichen durch die gravitative Anziehung des zentralen Galaxienhalos angezogen wird, so kann man die Geschwindigkeit im Abstand r vom Massenzentrum einfach berechen. Aus der Energieerhaltung

$$E_{kin} = -E_{pot} \tag{3.5}$$

$$\frac{1}{2}mv^2(r) = G\frac{M(r) \cdot m}{r} \tag{3.6}$$

folgt sofort:

$$v(r) = \sqrt{\frac{2GM(r)}{r}} \ . \tag{3.7}$$

G ist die Gravitationskonstante, $M(r)$ ist die Masse innerhalb einer Kugel mit Radius r. Hier kann man in guter Näherung die Virialmasse $M_{vir} = 2.8 \cdot 10^14 \ h^{-1} M_{\odot}$ des Galaxienhaufens bei $z = 2$ einsetzen. In Abbildung 3.5 ist die so berechnete Kurve als durchgezogene schwarze Linie zu sehen. Die Mittelwerte der Geschwindigkeiten in jedem Segment sind in der Abbildung als farbige Kreuze eingetragen, wobei alle Punkte der selben Farbe immer zu einem Filament gehören.

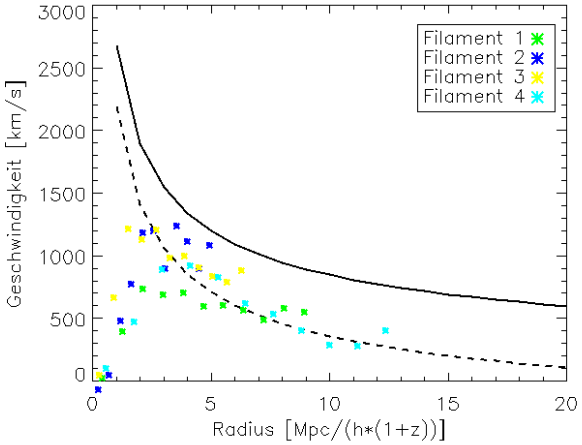


Abb. 3.5.: Gemittelte Geschwindigkeiten der Gasteilchen in den Segmenten. Die theoretisch zu erwartende Kurve für Teilchen die aus dem Unendlichen einfallen ist schwarz durchgezogen.

Die gemittelten Geschwindigkeiten in den Segmenten sind alle niedriger als theoretisch zu erwarten wäre. Allerdings wurde bei der Herleitung davon ausgegangen, dass es sich um ein statisches Universum handelt, in welchem die Gasteilchen ungehindert auf das Massenzentrum zufallen können. Die Entstehung der Strukturen wurde aber in einem expandierendem Universum simuliert, wie es auch in der Realität vorherrscht. Die Teilchen müssen sich also entgegen dem allgemeinen Hubblefluss auf das Massenzentrum zubewegen und haben daher eine niedrigere effektive Geschwindigkeit. Die nach Gleichung 3.7 berechnete Kurve stellt also eine obere Grenze für die Geschwindigkeiten im Filament dar. Die gestrichelte Linie zeitgt den zu erwartenden Geschwindigkeitsverlauf, wenn die Teilchen jetzt nicht aus dem Unendlichen kommen, sondern im Abstand von 30 $h^{-1}(1+z)^{-1}Mpc$ um das Massenzentrum ihren Fall beginnen. Bei diesen Anfangsbedingungen zeigt sich eine relativ gute Übereinstimmung mit den Geschwindigkeiten in den äußeren Segmenten der längsten Filamente 1 und 4. Ab einem Radius von etwa 3 bis 4 $h^{-1}(1+z)^{-1}Mpc$ nehmen die Geschwindigkeiten in allen Filamenten deutlich ab, da die einfallende Materie dann im Gashalo des Galaxienhaufens abgebremst wird.

3.3. Massenfluss in den einzelnen Zylinderschalen

Jetzt wird jedes der 11 Segmente noch in 10 konzentrische Zylinderschalen mit einer Schalendicke von jeweils 0.2 $h^{-1}(1+z)^{-1}Mpc$ unterteilt. Dies ermöglicht nun die Strömungen entlang des Filaments für die einzelnen Schichten differenziert zu untersuchen und außerdem die Geschwindigkeit $< v_\perp >$ und den Massenfluss $\Phi_\perp$ auf das Zentrum des Filaments hin zu bestimmen.

Die Größen ρ, $< v_\parallel >$ und $\Phi_\parallel$ für die einzelnen Zylinderschalen berechnen sich wie in den Formeln 3.2 bis 3.4, indem man nur noch über alle Teilchen n in der jeweiligen Zylinderschale summiert und statt durch das Volumen des Zylinders $r^2\pi L$, jetzt durch das der Zylinderschale $(r_{j+1}^2 - r_j^2)\pi L$ teilt. r_j ist der Radius der jeweiligen Schale. Für die senkrechte Komponente der Geschwindigkeit und des Massenflusses gilt folgender Zusammenhang, wobei auch die Dichte in einer Zylinderschale aus Gründen der Vollständigkeit nochmal mit angegeben wird:

$$\rho = \sum_{i=1}^{n} \frac{m_i}{(r_{j+1}^2 - r_j^2)\pi L} \tag{3.8}$$

$$< v_\perp > = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{n} -\frac{\vec{r}_i \cdot \vec{v}_i}{|\vec{r}_i| \cdot |\vec{v}_i|} \left| \vec{v}_i - \vec{v}_{i,\parallel} \right| \tag{3.9}$$

und

$$\Phi_\perp = \sum_{i=1}^{n} \frac{m_i}{(r_{j+1}^2 - r_j^2)\pi L} \; v_{\perp,i} \;\approx\; \rho \cdot < v_\perp > \tag{3.10}$$

Der Vektor $\vec{r}_i = \begin{pmatrix} 0 \\ x_1 \\ x_2 \end{pmatrix}$ ist die Projektion des Ortsvektors $\vec{x}_i$ der Teilchen in die f1-f2-Koordinatenebene. Der Ausdruck vor dem Betrag in Gleichung 3.9 wird also für die Teilchen die sich auf das Zentrum des Filaments zubewegen +1 und für jene die sich vom Zentrum entfernen -1.

In Abbildung 3.6 sind die Ergebnisse dieser differenzierten Auswertung zu sehen. Analog zur vorhergehenden Darstellung sind auf der x-Achse erneut die Segmente der einzelnen Filamente angetragen, wobei sich der zentrale Halo immer links

befindet und die äußeren Halos jeweils rechts. In jeder Spalte sind von oben nach unten die Größen ρ, $< v_{\parallel} >$ und $\Phi_{\parallel}$ für die einzelnen Zylinderschalen dargestellt, welche durch ein Farbspektrum voneinander unterschieden werden. Schwarz steht für den innersten Bereich des Filaments. Nach Außen laufen die Farben über blau, grün, gelb bis orange für die äußerste Schicht. Von links nach rechts sind wieder die Filamente 1 bis 4 dargestellt.

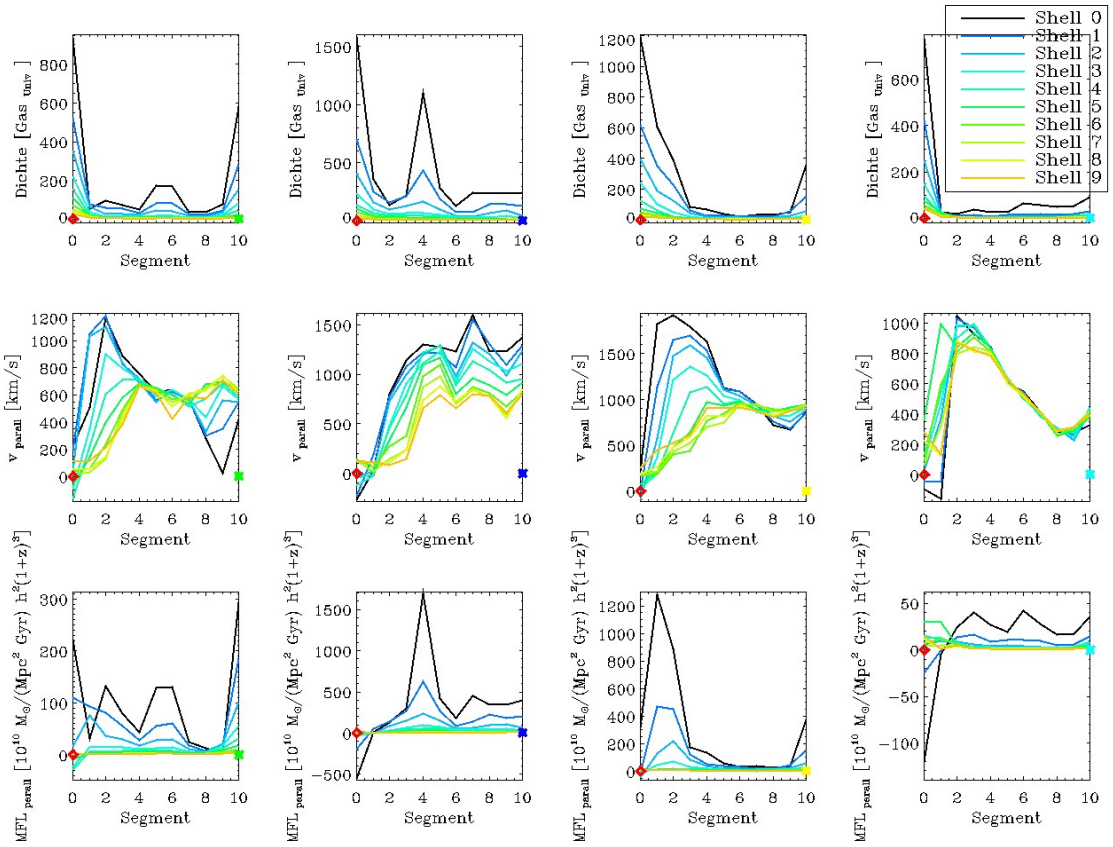


Abb. 3.6.: Von oben nach unten ist das Dichteprofil, der Verlauf von $< v_{\parallel} >$ und $\Phi_{\parallel}$ für jede Zylinderschale in allen 4 Filamenten zu sehen. Die einzelnen Schalen sind dabei durch unterschiedliche Farben kenntlich gemacht. Die zentrale Region der Filamente ist schwarz gefärbt, nach Außen verlaufen die Farben über blau, grün, gelb bis hin zu orange.

Die Dichteprofile zeigen, dass die Dichte, wie zu erwarten, in den innersten Bereichen des Filaments am größten ist und dort das 50 bis 100-fache der durchschnittlichen Gasdichte in der Simulation erreichen kann. In den Bereichen, in denen das Filament in den zentralen Halo läuft, kann sie sogar auf das 1000 bis 1500-fache

des Durchschnittswertes ansteigen. Geht man vom Zentrum des Filaments in die äußeren Schichten, so nimmt die Dichte kontinuierlich ab. Insgesamt zeigen die Profile einen ähnlichen Verlauf wie in Abbildung 3.4.

In der zweiten Zeile ist der Verlauf von $< v_{\parallel} >$ in den einzelnen Schichten des Filaments zu sehen, wo sich 3 grundsätzlich unterschiedliche Fälle erkennen lassen. In den Filamenten 1 und 3 ist die Geschwindigkeit im Innern des Filaments größer als in den äußeren Bereichen, wenn man sich in der Nähe des zentralen Halos befindet. Etwa in der Mitte der Filamente, also in den Segmenten 4 bis 7, gibt es einen Bereich in dem die Geschwindigkeit in allen Schichten etwa gleich groß ist und sich so etwas wie eine gleichmäßige Strömung ausbildet. Geht man von dort noch weiter nach Außen, in die Nähe der äußeren Haufen, so kehrt sich dieses Verhalten um und die Geschwindigkeit in den inneren Schichten ist kleiner als in den äußeren.

Im Wesentlichen gibt es zwei Gründe für dieses Verhalten. Zum einen zeigen die Dichteprofile dieser Filamente einen starken Anstieg an den beiden Enden, wo sich die Galaxienhaufen befinden. In der Nähe des zentralen Galaxienhaufens wird das komprimierte Gas im Inneren der Filamente stärker beschleunigt, da es dort eine höhere Dichte hat und so leichter durch den Gashalo dringen kann, der den zentralen Haufen umgibt. Die äußeren Schichten der Filamente dagegen haben eine geringere Dichte und werden in diesem Halo leichter abgebremst. Der andere Grund besteht darin, dass Gasteilchen in den Äußeren Schichten sowohl auf das Zentum des Galaxienhaufens, als auch auf das Fiament hin beschleunigt werden. Ein erheblicher Teil ihrer Geschwindigkeit besteht also aus einer Komponente senkrecht zum Filament, die hier nicht mit eingeht. Teilchen im Zentrum des Filaments dagegen bewegen sich annähernd parallel zur Zylinderachse, wie in Abbildung 3.3 schön zu sehen ist.

Bewegt man sich entlang des Filaments weiter nach außen, so überwiegt irgendwann der gravitative Einfluss des äußeren Galaxienhaufens und das Verhalten kehrt sich um. Insbesondere in den inneren Schichten entsteht so eine Art Rückfluss auf den äußeren Haufen. Aus der Geschwindigkeitsverteilung für Filament 1 kann man ablesen, dass die Geschwindigkeit im Zentrum von Segment 9 ungefähr den Wert 0 km/s relativ zum zentralen Halo hat. Wenn man bedenkt, dass sich der gesamte äußere Haufen mit etwa 500 km/s auf den zentralen Haufen zubewegt, so sieht man, dass das Gas im Zentrum von Filament 1 mit annähernd 500 km/s auf den Haufen zurückfließt.

Filament 2 dagegen zeigt diese Umkehr im Geschwindigkeitsprofil nicht, da dort die Dichte in den Segmenten 0 bis 4 durchwegs sehr hoch ist und dann am äußeren Ende des Filaments aber keine erhöhte Dichtekonzentration mehr zu erkennen ist. Das Gas im Filament 2 unterliegt also nur der gravitativen Anziehung des zentralen Galaxienhaufens. Es fließt in den inneren Schichten wesentlich schneller als in den äußeren und wird bereits ab dem 4. Segment, in dem dann auch die Dichte zunimmt, deutlich abgebremst. Im 4. Filament fließt das Gas in allen Schichten etwa gleich schnell und wird auf den zentralen Halo hin beschleunigt. Es hat sich also eine gleichmäßige Strömung ausgebildet, die dann ab dem 2. Segment deutlich abgebremst wird. Eine Erklärung für diese eher untypische Verhalten könnte sein, dass Filament 4 mit Abstand das Längste, bei gleichzeitig geringster Dichte ist.

Die Filamente 1 und 3, welche bereits in Abschnitt 3.2 als Filamente mit bester Qualität identifiziert wurden, zeigen ein ähnliches Geschwindigkeitsprofil. In allen vier Fällen nimmt die Parallelkomponente der Geschwindigkeit stark ab, sobald das Gas in die dichte Atmosphäre des zentralen Halos strömt. Mit Ausnahmen von Filament 4 gleicht das Strömungverhalten dem von Wasser in einem Fluß, welches in der Mitte schneller fließt als am Ufer und dann abgebremst wird, sobald es in ein stehendes Gewässer mündet.

Da die Dichte und die Geschwindigkeit in den inneren Bereichen der Filamente am größten ist, ist dort natürlich auch der Massenfluss deutlich größer als in den äußeren Schichten. Wie bei den Geschwindigkeitsprofilen, zeigen auch hier wieder die Filamente 1 und 3 ähnliches Verhalten. Der Materiefluss ist in den mittleren Abschnitten dieser Filamente relativ gleichmäßig und nimmt dann vor dem zentralen Galaxienhaufen deutlich zu. Der starke Anstieg von $\Phi_{\parallel}$ in den Segmenten 10 liegt daran, dass sich die äußeren Galaxienhaufen auf den zentralen Halo zubewegen. Das scharfe Maximum im 4. Segment von Filament 2 ist durch die erhöhte Dichte in der innersten Schicht zu erklären, welche sich mit annähernd 1300 km/s auf das Zentum zubewegt. Dort wird der Spitzenwert von $\Phi_{\parallel} \approx 1700 \frac{10^{10} M_{\odot}}{(Mpc^2\ Gyr)} \cdot (h^2(1+z)^3)$ erreicht. Ähnlich wie das Dichte- und Geschwindigkeitsprofil, ist auch der Verlauf des Massenflusses im 4. Filament sehr gleichmäßig.

Um zu verstehen, wie Materie entlang der Filamente in den zentralen Halo fließt, haben wir uns bisher auf den Verlauf von $< v_{\parallel} >$ und $\Phi_{\parallel}$ konzentriert. Um ein genaueres Bild davon zu bekommen, wie die Materie auf das Zentrum des Filaments kollabiert, werden im Folgenden die senkrechten Komponenten dieser Größen betrachtet.

Die erste Zeile von Abbildung 3.7 zeigt den Verlauf von $< v_{\perp} >$ in allen Zylinderschalen und für alle Filamente. Nach Gleichung 3.9 bedeutet dabei ein positives Vorzeichen, dass sich das Gas auf das Zentrum des Filamtents zubewegt. Der Verlauf von $\Phi_{\perp}$ wurde nach Gleichung 3.10 berechnet und ist in der zweiten Zeile zu sehen. Die farbliche Codierung der Schichten entspricht der aus Abbildung 3.6

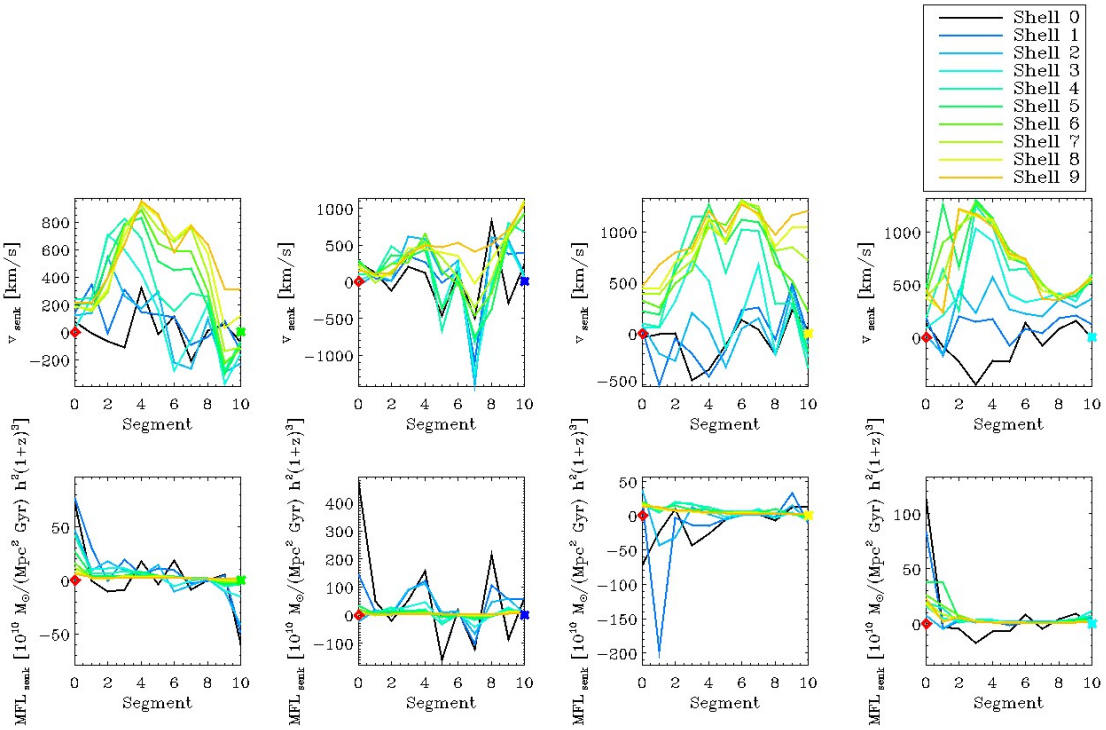


Abb. 3.7.: In der oberen Zeile ist das der Verlauf von $< v_{\perp} >$, in der unteren der von $\Phi_{\perp}$ für jede Zylinderschale in allen 4 Filamenten zu sehen. Die einzelnen Schalen sind dabei durch unterschiedliche Farben kenntlich gemacht. Die zentrale Region der Filamente ist schwarz gefärbt, nach Außen hin verlaufen die Farben über blau, grün, gelb bis orange.

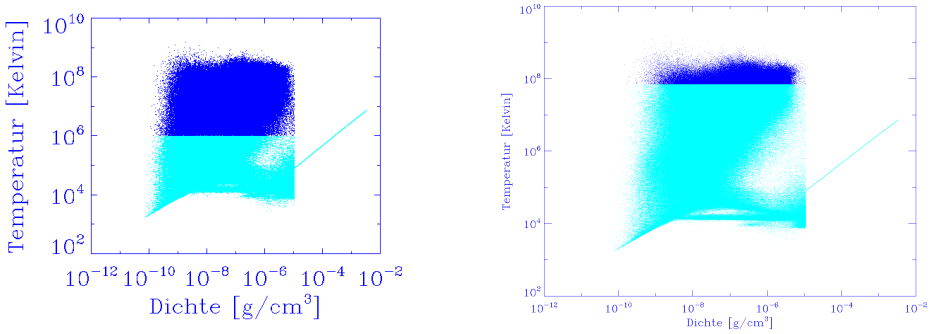
Die Filamente 1,3 und 4 zeigen in diesem Fall ein ähnliches Verhalten im Verlauf von $< v_\perp >$. Die Geschwindigkeit ist in den äußeren Schichten der Filamente deutlich größer als in den inneren Regionen, was darauf schließen läßt, dass die Filamente auf ihr Zentrum hin kollabieren. In den mittleren Segmenten sind die Kollapsgeschwindigkeiten wesentlich höher als in den Randbereichen. Dies ist darauf zurück zu führen, dass die Materie in den mittleren Bereichen frei kollabieren kann. Die Enden der Fialmente hingegen gehören bereits zu den teilweise virialisierten Halos der Galaxienhaufen, in denen das Gas nicht mehr so stark kollabiert. Eine Ausnahme stellt auch hier wieder Filament 2 dar, in dem der Geschwindigkeitsgradient aufgrund der erhöhten Dichte deutlich geringer ist. Auffällig ist auch das tiefe Minimum im 7. Segment. In den mittleren Schichten dieses Segments strömt die Materie nach Außen, während das Gas in den äußersten Schichten auf das Zentrum hin kollabiert.

Der Massenfluss $\Phi_\perp$ ist in den äußeren Schichten aller Filamente sehr gering, da dort die Dichte bereits deutlich abgenommen hat. Den größten Anteil am Massenfluss haben die mittleren Schichten, die in der Abbildung grün und blau gefärbt sind. Auffällig sind auch hier wieder die starken Schwankungen in den inneren Bereichen von Filament 2.

Im Anhang B findet sich noch eine etwas andere Darstellung des Dichteprofils, der Geschwindigkeiten und Massenflüsse im Filament 1. Es sind dort die einzelnen Zylinderschalen auf der x-Achse angetragen und die verschiedenen Segmente farblich codiert, so dass man den Verlauf der jeweiligen Größe vom Zentrum des Filament in die äußeren Schichten leichter verfolgen kann. Diese Art der Darstellung läßt sich aus den Abbildungen 3.6 und 3.7 ableiten und enthält daher keine neuen Informationen.

3.4. Geschwindigkeitsverteilung von heißem und kaltem Gas

In diesem Abschnitt soll der Einfluß der Temperatur auf die Verteilung der Geschwindigkeiten am Beispiel von Filament 3 veranschaulicht werden. Hierzu wurden zunächst alle Gasteilchen mit einer Temperatur unter 10^6 Kelvin augewählt und dann die Verteilungen von $< v_{\parallel} >$ und $< v_{\perp} >$ für diese Teilchen erstellt. Der Bruchteil der Gasteilchen im Filament 3 mit Temperaturen unter 10^6 Kelvin beträgt etwa 10%. Dasselbe wurde für Teilchen mit Temperaturen über $7 \cdot 10^7$ Kelvin gemacht, deren Anteil an der Gesamtzahl der Gasteilchen ebenfalls etwa 10% beträgt. Die jeweilige Auswahl der Teilchen ist im Phasendiagramm in Abbildung 3.8 zu sehen.



(a) Teilchen mit Temperaturen unter 10^6 Kelvin sind hellblau.

(b) Teilchen mit Temperaturen über $7 \cdot 10^7$ Kelvin sind dunkelblau.

Abb. 3.8.: Phasendiagramm der Gasteilchen im Filament 3.

Zum Vergleich sind in der linken Spalte von Abbildung 3.9 nochmal die Verläufe von $< v_{\parallel} >$ (oben) und $< v_{\perp} >$ (unten) für alle Gasteilchen im Filament 3 abgebildet. Die mittleren Spalte zeigt die Geschwindigkeitsprofile der Teilchen mit Temperaturen unter 10^6 Kelvin, in der rechten Spalte sind die der Teilchen mit Temperaturen über $7 \cdot 10^7$ Kelvin zu sehen. Auch hier ist der innerste Bereich des Filaments wieder schwarz gefärbt, die mittleren Schichten sind grün und die äußersten orange.

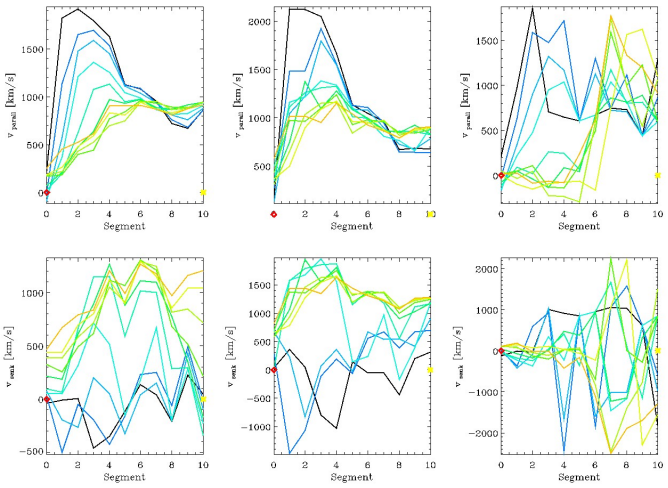


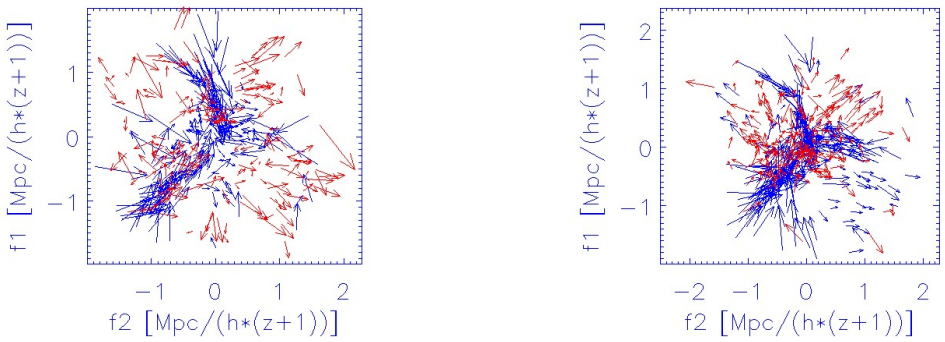
Abb. 3.9.: Geschwindigkeitsprofile von normalem, kaltem und heißem Gas (von links nach rechts). Oben ist immer der Verlauf von$< v_{\parallel} >$ zu sehen, in der unteren Zeile ist $< v_{\perp} >$ dargestellt.

Betrachtet man zunächst die Geschwindigkeitsprofile von $< v_{\parallel} >$, so ist zu erkennen, dass der Verlauf der Geschwindigkeit in den inneren Schichten des Filamentes kaum von der Temperatur abhängt. Dagegen ist in den äußeren Schichten eine starke Temperaturabhängigkeit zu beobachten. Insbesondere in den Segmenten 0 bis 6, also dort wo das Gas in den zentralen Halo strömt, ist kaltes Gas deutlich schneller als heißes, dessen Geschwindigkeit in diesen Schichten gegen Null geht. Das kalte Gas hat einen viel niedrigeren inneren Druck und ist daher dichter. Es strömt somit ungehindert durch den Halo aus Gas, der den zentralen Galaxienhaufen umgibt. Heißes Gas dagegen hat einen hohen inneren Druck und eine geringere Dichte. Es wird daher in den äußeren Schichten des Filaments von dem Intrahaufengas nahezu vollständig abgebremst. In den inneren Schichten dagegen ist die Dichten so groß und die Strömungen so stark, das heißes und kaltes Gas gleichermaßen in den zentalen Haufen fließt.

Auch die senkrechte Komponente der Geschwindigkeit, welche in der zweiten Zeile von Abbildung 3.9 zu sehen ist, zeigt in Abhängigkeit von der Temperatur deutliche Unterschiede. Während kaltes Gas in allen Schichten des Filaments gleichmäßig und mit sehr hohen Geschwindigkeiten von bis zu 1800 km/s auf das Zentrum zuströmt, ist die Geschwindigkeitsverteilung von heißem Gas in den einzelnen Schich-

ten sehr diffus und unregelmäßig. In vielen Bereichen des Filaments fließt heißes Gas mit über 2000 km/s weg vom Zentrum. In anderen Bereichen bewegt es sich wieder auf das Zentrum zu. Wie bereits im Abschnitt 3.1 gezeigt wurde, fließt Gas in gleichförmigen Strömungen entlang der Sheet´s ins Zentrum des Filaments und tritt auf der gegenüberliegenden Seite in diffusen Strömungen wieder aus (vgl. dazu Abbildung 3.2).

Es liegt daher der Schluß nahe, dass es sich bei diesen regulären Strömungen in den Sheet´s um kaltes Gas handelt, welches nahzu ungehindert ins Zentrum des Filaments fließt. Dort wird es verdichtet und es kommt zum einer hohen Sternentstehungsrate. Die Sterne heizen das Gas auf und verursachen so turbulente Stömungen, die sich in alle Richtungen bewegen.



(a) Segment 8 **(b)** Segment 9

Abb. 3.10.: Geschwindigkeitsfeld in den Segmenten 8 und 9. Es sind nur die Vektoren für einen Bruchteil aller Teilchen eingetragen.

Abbildung 3.10 soll dies noch einmal bestätigen. Zu sehen ist das Geschwindgkeitsfeld der Gasteilchen in den Segmenten 8 und 9 von Filament 1. Blaue Teilchen haben eine Temperatur unter 10^6 Kelvin, rote Teilchen eine Temperatur darüber. Die Verteilung ist fast identisch mit der in Abbildung 3.2. Dort wurden Teilchen mit einer Geschwindigkeitskomponente auf das Zentrum des Filaments hin blau eingezeichnet und jene die sich vom Zentrum entfernen rot.

Zusammenfassung

Kosmische Filamente gehören zu den größten Strukturen im Universum. Sie entstehen im Zuge der allgemeinen Strukturbildung, wenn Regionen, in denen die Dichte über dem kritischen Wert liegt, aufgrund der gravitativen Anziehung kollabieren. Filamente durchspannen wie ein rießiges 3-dimensinales Netz den gesamten Kosmos. In den Knotenpunkten, in denen sie zusammen laufen, befinden sich Galaxienhaufen mit tausenden von Galaxien. Dunkle Materie und Gas fließt entlang der Fialmente in diese Halos und hat einen erheblichen Einfluß auf die Entwicklung der Galaxien in diesen Haufen. Es ist daher unumgänglich den Materiefluss in Filamenten zu kennen, wenn man die Entwicklung von Galaxien in Filamenten und Galaxienhaufen verstehen will.

Da sich Filamente nicht im virialen Gleichgewicht befinden, ist das automatisierte Auffinden und die theoretische Beschreibung dieser Strukturen sehr schwierig. In meiner Arbeit habe ich zunächst das Dichtprofil von Gas entlang der Verbindungslinie zweier massiver Halos bestimmt, die durch ein Filament verbunden werden. Dadurch wurde der kurvig Verlauf des Filaments approximiert. Alle Teilchen innerhalb eines Zylinders um dies Achse wurden dann zum Filament gezählt.

Dadurch konnte der Materiefluss in 4 Filamenten systematisch untersucht werden. Es zeigte sich, dass Materie insbesondere im innern des Filamants mit sehr hohen Geschwindigkeiten in den zentralen Galaxienhaufen fließt. Ist der Haufen am anderen Ende des Filaments sehr massiv, so kann es auch zu einem Rückfluss der Materie in diesen Halo kommen. Der Materiefluss hängt dabei sehr stark von der Dichteverteilung im Filament ab. Ebenfalls zeigte sich ein deutlicher Einfluss der Temperatur auf das Strömungsverhalten von Gas. Während kaltes Gas relativ ungehindert flißen kann, wird heißes Gas vom Gashalo des zentralen Haufens deutlich abgebremst.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich ganz herzlich bei allen Personen bedanken, die mich bei der Erstellung dieser Arbeit unterstützt haben.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. Andreas Burkert für die Vergabe dieses interessanten Bachelorthemas und für die Möglichkeit, diese Arbeit in der Gruppe „Computational Astrohysics“ an der Universitätssternwarte in München durchführen zu können. Er war sehr bemüht mich in die Arbeitsgruppe zu integrieren und ich habe mich dort immer willkommen und wohl gefühlt.

Ebenfalls bedanken möchte ich mich bei meinen Betreuern Dr. Klaus Dolag und Rhea-Silvia Remus. Sie haben sich stets die Zeit genommen meine vielen Fragen zu beantworten und durch wertvolle Ideen und Hinweise ganz entscheidend zum Gelingen der Arbeit beigetragen.

Großer Dank gebührt natürlich auch meiner Freundin Melanie, die mir durch ihre verständnisvolle und aufbauende Art immer wieder neue Kraft gibt. Sie hat ganz entscheidend dazu beigetragen, dass mein Studium hier in München gelungen ist.

Und nicht zuletzt möchte ich mich noch bei meinen Eltern bedanken, die auch in schwierigen Zeiten noch an mich geglaubt haben und durch ihre fortwährende Unterstützung mein Studium überhaupt erst ermöglichten.

A. Anhang zu Kapitel 2

Aus Gründen der Vollständigkeit und um den Lesefluss nicht unnötig zu stören, werden einige der Abbildungen die während meiner Arbeit enstanden sind, hier im Anhang präsentiert. Ergänzend enthalten diese interessante Informationen über den Aufbau und die Dynamik von Filamenten.

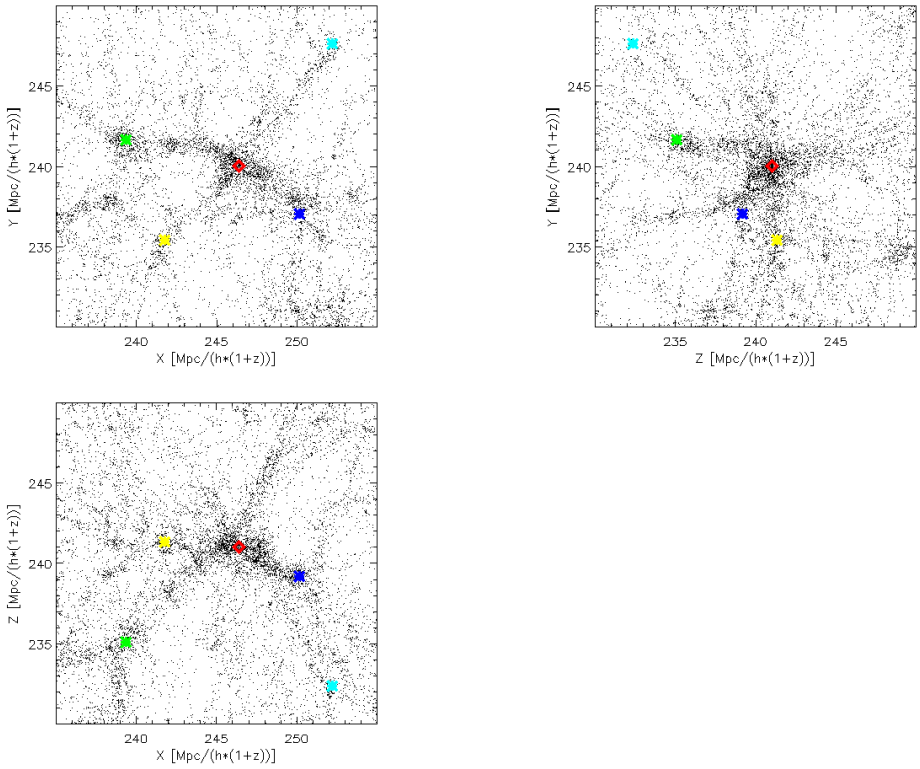


Abb. A.1.: Zu sehen ist die Projektion aller 4 Filamente in die xy, zy und xz Koordinatenebene. Das rote Rechteck im Zentrum ist die Zentralgalaxie des massereichsten Halos, in dem die Filamente enden. Die farbigen Kreuze kennzeichnen die Zentralgalxien benachbarter Halos, in denen die Filamente beginnen. Die schwarzen Punkte sind Galaxien, die als Tracer verwendet wurden.

Die folgenden Abbildungen zeigen die Galaxien und die Verteilung von Gas und dunkler Materie im Filament 1. Galaxien sind als schwarze Punkte eingezeichnet, Gas ist blau und dunkle Materie lila. Es ist gut zu erkennen, dass in den Bereichen in denen sich die Galaxien konzentrieren auch die Teilchendichte von Gas und dunkler Materie am höchsten ist. Insbesondere haben Gas und dunkle Materie eine sehr ähnliche Verteilung. Da das Gas aufgrund seiner hohen Temperatur einen großen inneren Druck hat, ist es etwas ausgedehnter verteilt als die dunkle Materie.

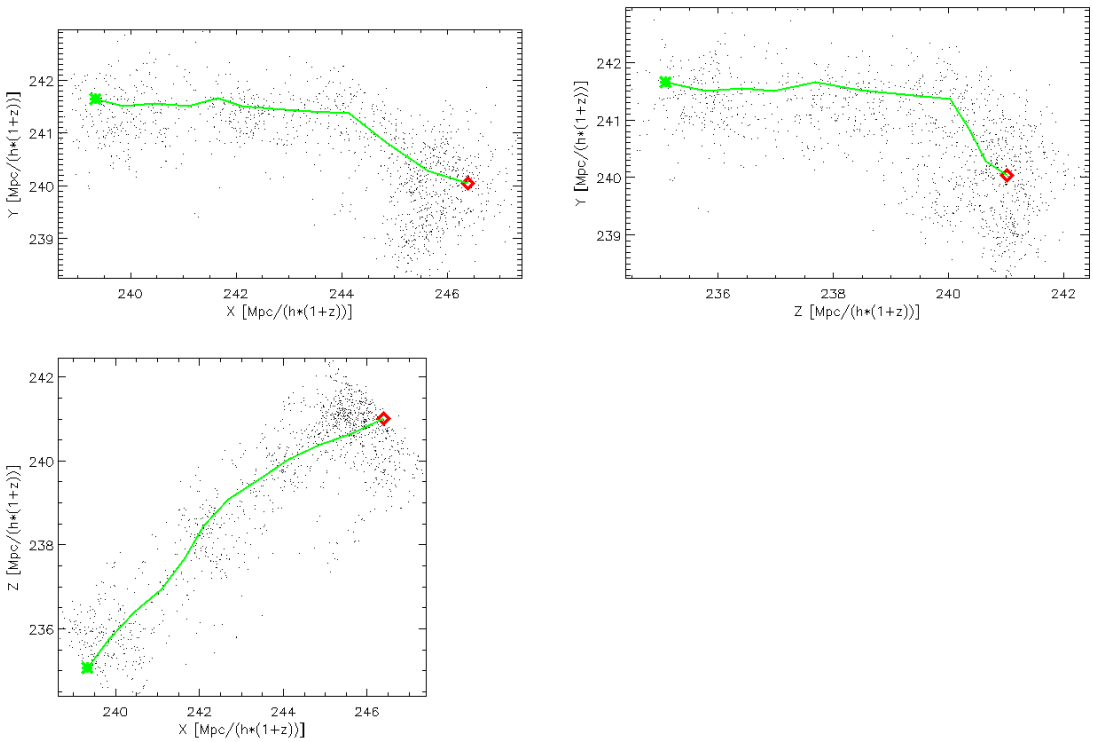


Abb. A.2.: Verteilung der Galaxien im Filament 1. Die grüne Linie zeigt den Verlauf der zentralen Region des Filaments.

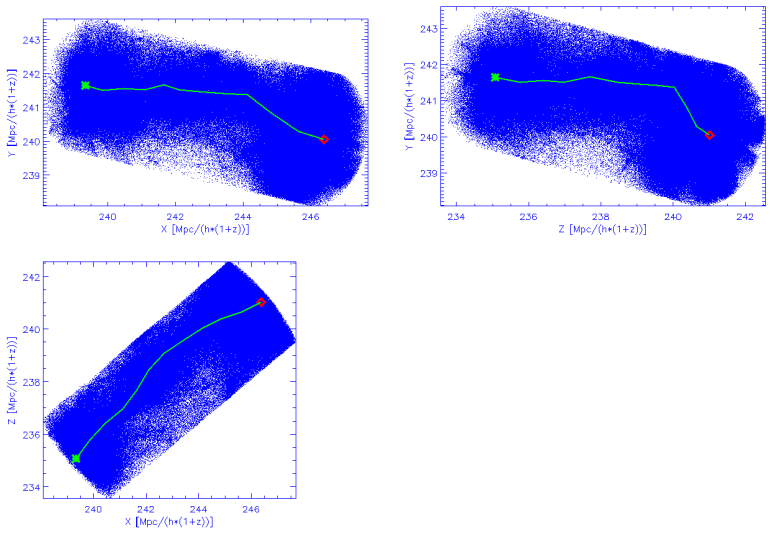


Abb. A.3.: Blau eingezeichnet sind alle Gasteilchen im Filament 1. Der Radius des ausgewählten Zylinders beträgt 2 $h^{-1}(1+z)^{-1}Mpc$

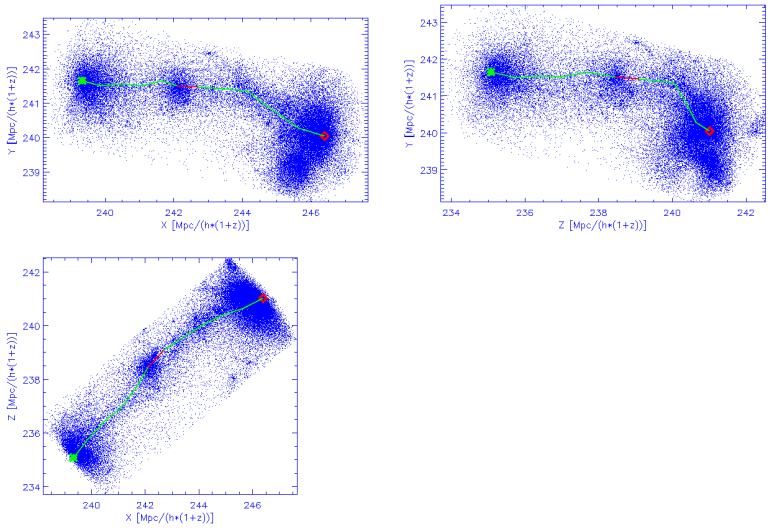


Abb. A.4.: In dieser Abbildung ist nur noch jedes 30. Gasteilchen berücksichtigt. Dadurch wird die Materieverdichtung in der Mitte des Filaments erkennbar.

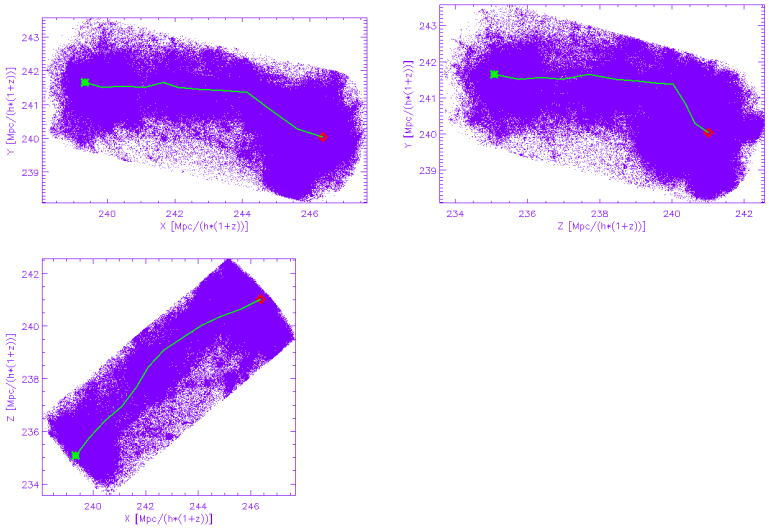


Abb. A.5.: Lila eingezeichnet ist die dunkle Materie im Filament 1. Ihre Verteilung ist ähnlich wie beim Gas

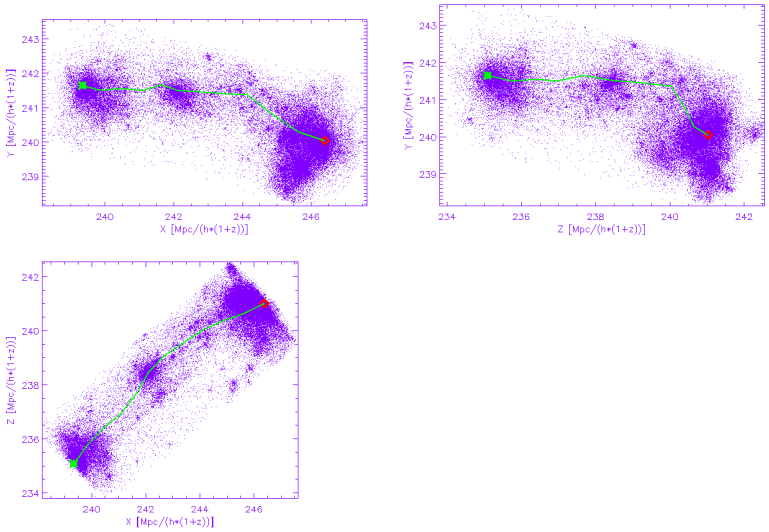


Abb. A.6.: In dieser Abbildung ist nur noch jedes 30. dunkle Materie Teilchen berücksichtigt. Auch hier ist der Haufen in der Mitte des Filaments zu erkennen.

B. Anhang zu Kapitel 3

Die Abbildungen B.1 und B.2 zeigen die Projektion der Materieverteilung von dunkler Materie und Gas in den 11 Segmenten von Filament 1. Lila gefärbt sind dunkle Materie Teilchen, die auf das Zentrum des Filaments strömen, rot sind DM-Teilchen die eine Geschwindigkeitskomponente vom Zentrum weg haben. Analog dazu sind Gasteilchen, die sich zum Zentrum hin bewegen blau, jene die sich vom Zentrum entfernen wieder rot. Es ist zu erkennen, dass die Verteilung von dunkler Materie und Gas sehr ähnlich ist und das die Materie entlang des gesamten Filaments in 3 Sheet´s zum Zentrum strömt. Die Sheet´s schließen dabei einen Winkel von $\approx 120°$ ein verlaufen nahezu in einer Ebene und können sich teilweise auch in 2 parallel Sheet´s aufteilen. In Abbildung B.3 ist die Proketion des Geschwindigkeitsfeldes der Gasteilchen in die f1-f2-Ebene zu sehen.

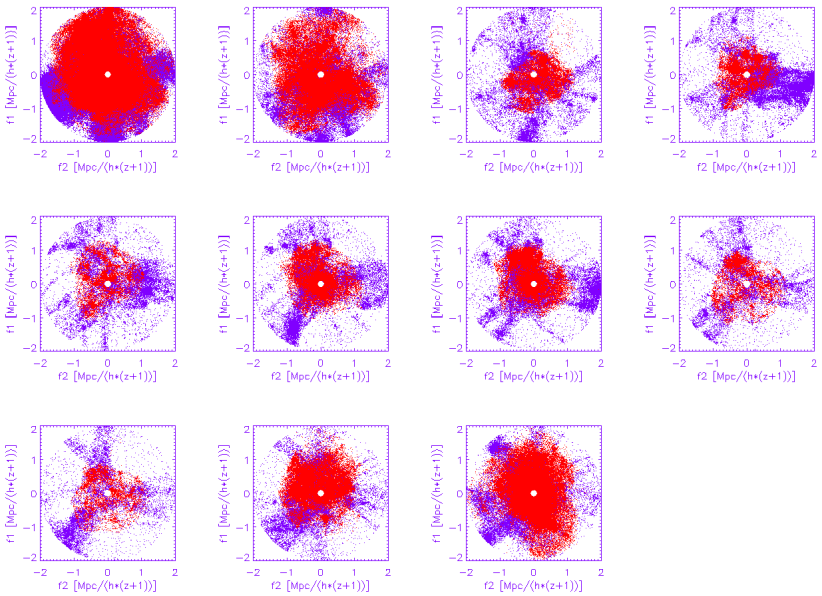


Abb. B.1.: Projektion der Verteilung von dunkler Materie in den 11 Segmenten von Filament 1.

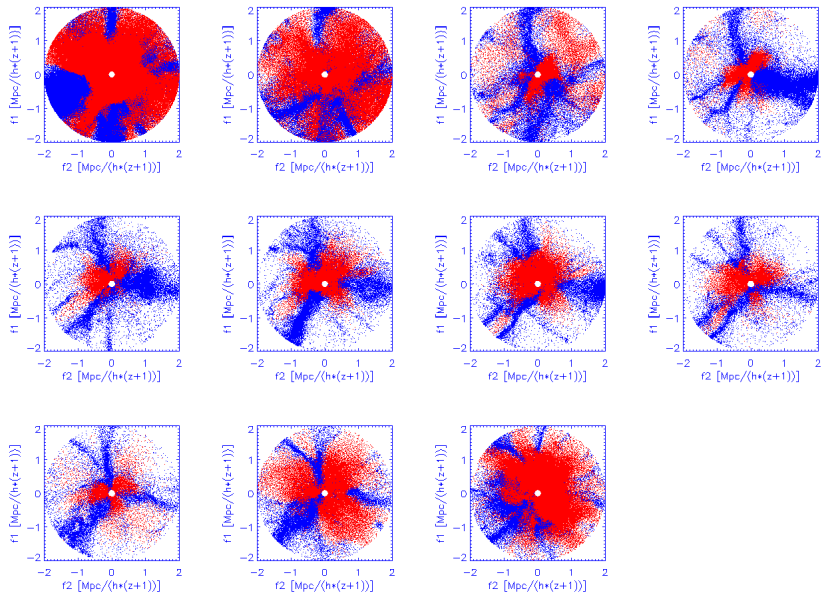


Abb. B.2.: Projektion der Verteilung von Gas in den 11 Segmenten von Filament 1.

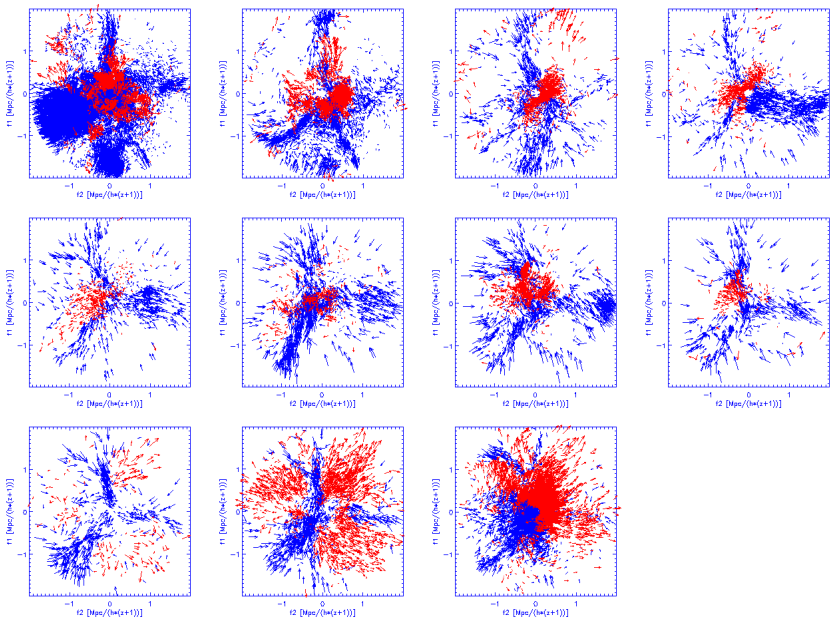


Abb. B.3.: Projektion des Geschwindigkeitsfeldes von Gas in den 11 Segmenten von Filament 1.

Abbildung B.4 zeigt den Verlauf von ρ, $< v_{\parallel} >$ und $\Phi_{\parallel}$ für dunkle Materie. Der zentrale Galaxienhaufen in dem die Filamente enden befindet sich dabei immer auf der linken Seite und ist durch ein rotes Rechteck gekennzeichnet. Die farbigen Kreuze entsprechen denen aus Abbildung 2.1 und kennzeichnen die Halos in denen die Filamente beginnen. Auf der x-Achse sind die einzelnen Segmente angetragen. In der zweiten Zeile ist $< v_{\parallel} >$ in den Einheiten km/s dargestellt. Die dritte Zeile zeigt den Massenflusses der DM-Teilchen $\Phi_{\parallel}$ in $\frac{10^{10} M_{\odot}}{(Mpc^2\ Gyr)} \cdot (h^2(1+z)^3)$ für jedes Segment.

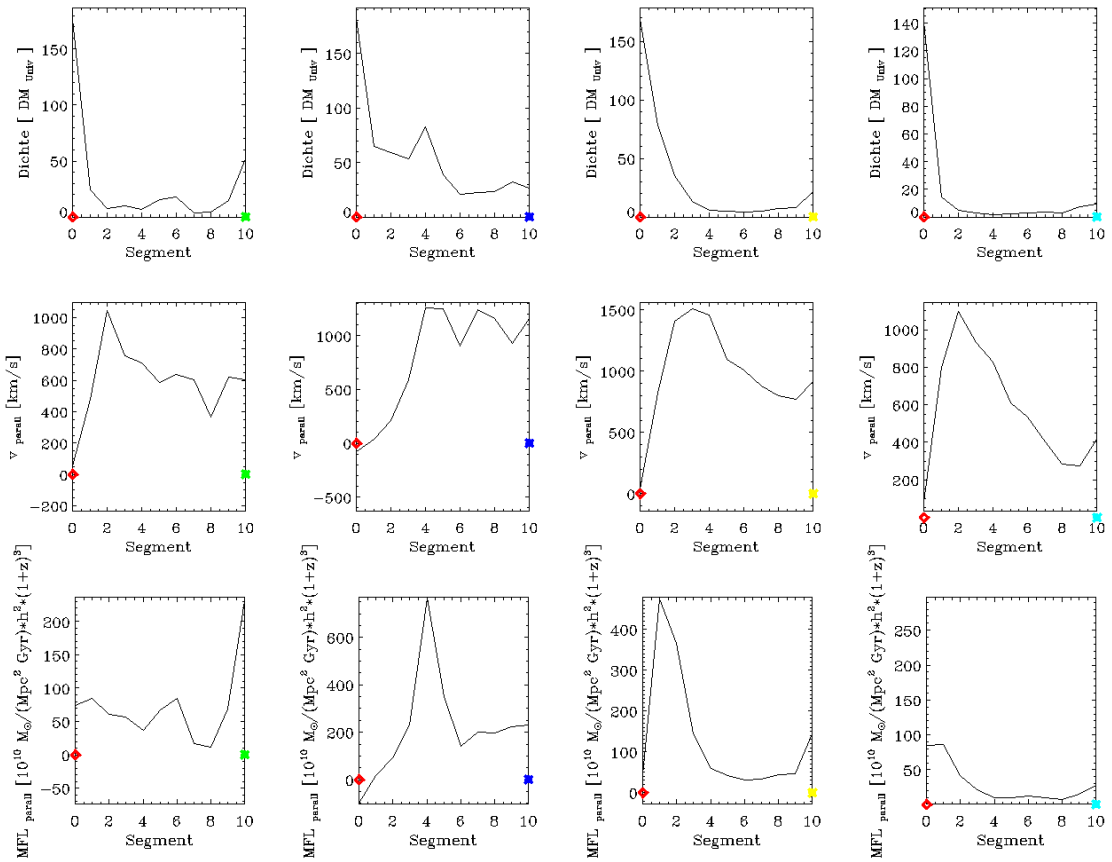


Abb. B.4.: Dichteprofil und Parellelkomponente der Geschwindigkeit und des Massenflusses von dunkler Materie für die Filamente 1,2,3 und 4 (von links nach rechts).

Abbildung B.5 zeigt das Dichteprofil und den Verlauf von $< v_{\parallel} >$, $< v_{\perp} >$, $\Phi_{\parallel}$ und $\Phi_{\perp}$ in zwei unterschiedlichen Darstellungen. In den beiden linken Spalten sind die Segmente auf der x-Achse angetragen, in den beiden rechten Spalten sind die Zylinderschalen auf der x-Achse zu sehen. Rechts sind die verschiedenen Segmente sind farblich codiert, so dass man den Verlauf der jeweiligen Größe vom Zentrum des Filament in die äußeren Schichten leichter verfolgen kann. Diese Art der Darstellung läßt sich aus der Darstellung in den beiden rechten Spalten ableiten und enthält daher keine neuen Informationen.

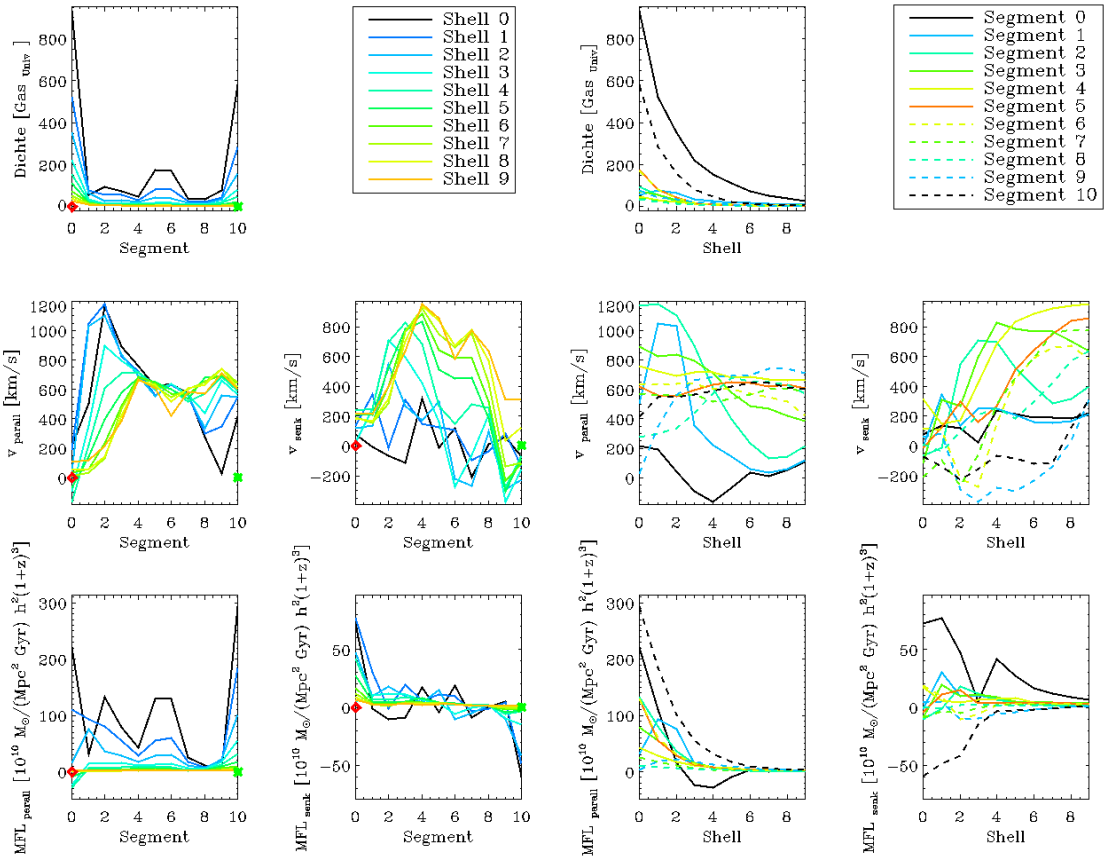


Abb. B.5.: Dichteprofil und Verlauf von $< v_{\parallel} >$, $< v_{\perp} >$, $\Phi_{\parallel}$ und $\Phi_{\perp}$ in zwei unterschiedlichen Darstellungen.

Literaturverzeichnis

Binney, J. and Tremaine, S. (2008). *Galactic Dynamics*. Princeton University Press, Pinceton, second edition.

Carroll, B. and Ostlie, D. (2007). *An Introduction to Modern Galctic Astrophysics and Cosmology*. Addison-Wesley, San Francisco, second edition.

Dubinski, J., da Costa, L. N., Goldwirth, D. S., Lecar, M., and Piran, T. (1993). Void evolution and the large-scale structure. *The Astrophysical Journal*, 410:458–468.

González, R. E. and Padilla, N. D. (2010). Automated detection of filaments in the large-scale structure of the Universe. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 407:1449–1463.

Hetznecker, H. (2007). *Expansionsgeschichte des Universums*. Spektrum Verlag, Heidelberg, first edition.

Hetznecker, H. (2009). *Kosmologische Strukturbildung*. Spektrum Verlag, Heidelberg, first edition.

Hodge, J. A., Becker, R. H., White, R. L., Richards, G. T., and Zeimann, G. R. (2011). High-resolution Very Large Array Imaging of Sloan Digital Sky Survey Stripe 82 at 1.4 GHz. *Astronomical Journal*, 142:3–+.

Kates, R., Muller, V., Gottlober, S., Mucket, J. P., and Retzlaff, J. (1995). Large-scale structure formation for power spectra with broken scale invariance. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 277:1254–1268.

Komatsu, E., Smith, K. M., Dunkley, J., Bennett, C. L., Gold, B., Hinshaw, G., Jarosik, N., Larson, D., Nolta, M. R., Page, L., Spergel, D. N., Halpern, M., Hill, R. S., Kogut, A., Limon, M., Meyer, S. S., Odegard, N., Tucker, G. S., Weiland, J. L., Wollack, E., and Wright, E. L. (2011). Seven-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Cosmological Interpretation. *Astrophysical Journal Supplement Series*, 192:18–+.

Longair, M. (1998). *Galaxy Formation*. Springer Verlag, Heidelberg, first edition.

Navarro, J. F., Frenk, C. S., and White, S. D. M. (1997). A Universal Density Profile from Hierarchical Clustering. *The Astrophysical Journal*, 490:493–+.

Schneider, P. (2006). *Einführung in die Extragalktische Astronomie und Kosmologie*. Springer Verlag, Heidelberg, first edition.

Springel, V., Frenk, C., and White, S. (2006). The large-scale structure of the universe. *Nature*, 440:1137–1144.

Springel, V., White, S. D. M., Jenkins, A., Frenk, C. S., Yoshida, N., Gao, L., Navarro, J., Thacker, R., Croton, D., Helly, J., Peacock, J. A., Cole, S., Thomas, P., Couchman, H., Evrard, A., Colberg, J., and Pearce, F. (2005). Simulations of the formation, evolution and clustering of galaxies and quasars. *Nature*, 435:629–636.

Stadel, J. G. (2001). *Cosmological N-body simulations and their analysis*. PhD thesis, University of Washington.

Tremaine, S. (1999). The geometry of phase mixing. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 307:877–883.

van de Voort, F., Schaye, J., Booth, C. M., Haas, M. R., and Dalla Vecchia, C. (2011). The rates and modes of gas accretion on to galaxies and their gaseous haloes. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, pages 554–+.

Abbildungsverzeichnis

0.1. Milleniumsimulation 3

1.1. Leistungsspektrum des Mikrowellenhintergrunds 5
1.2. Phasemixing 10
1.3. Evolution von Voids 12

2.1. 3D-Darstellung des simulierten Protocluster 16
2.2. Contourplot 17
2.3. Approximation von Filament 1 18

3.1. Materieverteilung in den Segmenten 20
3.2. Geschwindigkeitsfeld in den Segmenten 21
3.3. Geschwindigkeitsfeld entlang der Achse 22
3.4. Dichteprofil, $< v_{\parallel} >$ und $\Phi_{\parallel}$ in allen Segmenten 24
3.5. $< v_{\parallel} >$ in allen Segmenten 26
3.6. Dichteprofil, $< v_{\parallel} >$ und $\Phi_{\parallel}$ in allen Schalen 29
3.7. $< v_{\perp} >$ und $\Phi_{\perp}$ in allen Schalen 32
3.8. Phasendiagramm 34
3.9. Geschwindigkeitsprofile von normalem, kaltem und heißem Gas 35
3.10. Geschwindigkeitsfeld in den Segmenten 36

A.1. Projektion der 4 Filamente 41
A.2. Filament 1: Galaxien 42
A.3. Filament 1: Gas 43
A.4. Filament 1: Gas 43
A.5. Filament 1: dunkle Materie 44
A.6. Filament 1: dunkle Materie 44

B.1. Materieverteilung in Filament 1: dunkle Materie 45
B.2. Materieverteilung in Filament 1: Gas 46

B.3. Geschwindigkeitsfeld in Filament 1 46
B.4. $\rho, < v_{\parallel} >$ und $\Phi_{\parallel}$ in allen Segmenten: dunkle Materie 47
B.5. $\rho, < v_{\parallel} >, < v_{\perp} >$, $\Phi_{\parallel}$ und $\Phi_{\parallel}$ in einzelnen Schalen 48

Selbstständigkeitserklärung

Hiermit versichere ich,

dass ich diese Bachelorarbeit zum Thema: „Massenfluss in kosmischen Filamenten“ selbstständig verfasst habe. Ich habe keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt, sowie Zitate kenntlich gemacht.
Mir ist bekannt, dass Zuwiderhandlung auch nachträglich zur Aberkennung des Abschlusses führen kann.

München, 8. Juni 2011	
Ort, Datum	Unterschrift