LUDWIG–MAXIMILIANS–UNIVERSITÄT MÜNCHEN
MAX–PLANCK–INSTITUT FÜR EXTRATERRESTRISCHE PHYSIK

Massenbestimmung an einer Stichprobe von Galaxienhaufen

Diplomarbeit von Thomas H. Reiprich

26. Juli 1998

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung

Galaxienhaufen sind die größten gravitativ gebundenen Objekte im Universum, die bisher kollabiert und zumindest teilweise in einen Gleichgewichtszustand gelangt sind. Dies macht sie zu idealen kosmologischen Testobjekten, da sie sehr massiv sind und ihre Masse prinzipiell mit verschiedenen Methoden bestimmt werden kann.

Galaxienhaufen sind aus den Maxima großräumiger Dichtefluktuationen der Frühphase des Universums entstanden. Diese Dichtefluktuationen wachsen aufgrund der Gravitation mit der Zeit. Kleine Dichteschwankungen (Rauschen) sind den großräumigen überlagert. Wird ein Schwellenwert für die Dichte überschritten, kollabiert die Region unter ihrer eigenen Schwerkraft. Man geht heute davon aus, daß zuerst kleine Objekte, wie die Kerne von Galaxien, entstanden sind, und sich nach und nach immer größere Objekte bildeten, z. B. (Szalay 1987).

Ziel dieser Arbeit ist es, eine homogene Studie der Eigenschaften von Galaxienhaufen an einer Auswahl relativ naher Haufen anhand von Röntgendaten durchzuführen. Die Röntgenstrahlung wird von heißem intergalaktischem Gas emittiert. Dieses Gas ist die massereichste sichtbare Komponente eines Galaxienhaufens (Beschreibung des Gases in Abschnitt 2.1.2). Es werden dabei insbesondere der Röntgenfluß, die Röntgenleuchtkraft, das Gasmassenprofil und die gesamte gravitative Masse bestimmt und für alle Haufen die Gastemperatur angegeben.

Von besonderem Interesse sind die Beziehungen der unterschiedlichen internen Parameter zueinander. Durch das Aufstellen von Relationen erhält man Abhängigkeiten, die durch Theorien zur Beschreibung des Zustands und der Entwicklung von Galaxienhaufen erklärt werden müssen. Mögliche systematische Abweichungen können auf weitere physikalisch bedeutsame Prozesse hinweisen.

Unabhängig von der dahinterstehenden Physik haben Relationen sehr nützliche praktische Aspekte. Sind die Relationen mit einer genügend großen Zahl von Objekten aufgestellt worden und ist ihre Streuung gering, dann können sie auf andere Haufen angewendet werden. Konkret bedeutet dies, daß aus der Kenntnis eines Parameters andere erschlossen werden können.

Die Leuchtkraft ist eine vergleichsweise leicht und robust bestimmbare Größe. Sie wird bei großen Durchmusterungen oft als einziger interner Parameter angegeben. Es wurden einige homogene Durchmusterungen vor kurzem veröffentlicht bzw. sind in Vorbereitung, die die Leuchtkräfte einer Vielzahl von Haufen angeben, z. B. BCS: ~ 200 (Ebeling et al. 1998), REFLEX: ~ 500 (Böhringer et al. in Vorb.)[1]. Innerhalb der nächsten ein bis zwei Jahre, unter der vollen Ausnutzung der ROSAT-Himmelsdurchmusterung, werden Leuchtkräfte für ~ 2000 Haufen zur Verfügung stehen.

Eine verläßliche individuelle Massenbestimmung ist dagegen relativ aufwendig und es sind Daten hoher Qualität benötigt. Die Massen von Galaxienhaufen sind jedoch kosmologisch

[1]Weitere Erläuterungen zu diesen Durchmusterungen werden in Abschnitt 3.1 gegeben.

gesehen die Parameter mit der größten Relevanz. Fundamentale kosmologische Parameter, wie z. B. die mittlere Gesamtdichte des Universums, können durch die Kenntnis der Massenverteilung von Galaxienhaufen eingegrenzt werden.

Eine an einer mittelgroßen Auswahl von Galaxienhaufen verläßlich bestimmte Relation zwischen der Leuchtkraft und der Masse von Galaxienhaufen kann, angewendet auf Galaxienhaufen einer großen Durchmusterung, die Zahl der Galaxienhaufen mit bekannter Masse um mehr als eine Größenordnung steigern.

Von mehreren Autoren wurden bisher Relationen zwischen der Leuchtkraft und der Gastemperatur aufgestellt, z. B. (Henry & Arnaud 1991) und (Markevitch 1998). Empirische Relationen der Leuchtkraft oder Gastemperatur mit der Gasmasse oder der Gesamtmasse sind bisher nicht veröffentlicht worden. Um dennoch mit Kenntnis der Temperatur Aussagen über die Massenverteilung machen zu können sind bisher unterschiedliche theoretisch motivierte Abhängigkeiten benutzt worden, z. B. (Bahcall & Cen 1993, $M_{\rm tot} \propto T_{\rm gas}$) und (Henry & Arnaud 1991, $M_{\rm tot} \propto T_{\rm gas}^{\frac{2}{3}}$).

In dieser Arbeit wird die Leuchtkraft-Temperatur Relation aufgestellt und mit bisher veröffentlichten Relationen verglichen. Darüberhinaus werden erstmals empirisch bestimmte Relationen zwischen der Temperatur und der Gasmasse, sowie zwischen der Temperatur und der Gesamtmasse angegeben. Die Relationen mit der breitesten und bedeutensten Anwendungsmöglichkeit sind jedoch die Leuchtkraft-Gasmasse bzw. die Leuchtkraft-Gesamtmasse Relation. Die Leuchtkraft sowie die Gas- und Gesamtmasse werden in dieser Arbeit mit denselben Datensätzen bestimmt und erstmals Relationen abgeleitet.

Um Aussagen über die Verteilung von Galaxienhaufen im Raum in bezug auf interne Parameter treffen zu können, ist es wichtig eine Stichprobe hoher Vollständigkeit zu untersuchen, da hierbei die absolute Anzahl von Galaxienhaufen pro Volumen benötigt wird. Die am leichtesten zu erstellende Verteilungsfunktion ist die Leuchtkraftfunktion. Diese wurde für verschiedene maximale Rotverschiebungen und mit Daten verschiedener Satelliten bestimmt, z. B. (Gioia et al. 1990, (1)), (Henry et al. 1992, (2)) und (Ebeling et al. 1997, (3)) und auf Entwicklungseffekte untersucht. Dazu wurde die Leuchtkraftfunktion jeweils in unterschiedliche Rotverschiebungsintervalle unterteilt und die Leuchtkraftfunktionen dieser Intervalle dann verglichen. In (1) und (2) wurden Hinweise darauf gefunden, daß es früher weniger leuchtkräftige Haufen gab als heute, in (3) nicht. Als Referenz für das lokale Universum wird in der vorliegenden Arbeit eine Leuchtkraftfunktion für eine Stichprobe hoher Vollständigkeit für nahe Haufen aufgestellt, mit der zwei Drittel der Gesamtfläche des Himmels abgedeckt werden. Durch einen Vergleich dieser Leuchtkraftfunktion mit Leuchtkraftfunktionen weiter entfernter Haufen kann auch getestet werden, ob es eine Rotverschiebungsgrenze gibt, ab der die Leuchtkraft-Masse Relation wegen möglicher Entwicklungseffekte korrigiert werden muß.

Die Form und Amplitude des Dichtefluktuationsspektrums liefert eine direkte Information über den Anfangszustand und die Entwicklung des Universums. Die Form kann im Prinzip theoretisch vorhergesagt werden, ist jedoch modellabhängig. Die Normierung hingegen muß aus Beobachtungen stammen (White et al. 1993a). Eine Möglichkeit diese Normierung durchzuführen bietet die Massenfunktion für Galaxienhaufen, also die Anzahldichte von Galaxienhaufen in bestimmten Massenintervallen. Im einzelnen wird dabei die Massenfunktion mit Ergebnissen analytischer Methoden, z. B. mit dem Ansatz von (Press & Schechter 1974), oder mit numerischen Simulationen verglichen. Diese Vergleiche liefern darüberhinaus Beschränkungen für wichtige kosmologische Parameter, wie z. B. die mittlere Gesamtdichte.

Der Gleichgewichtszustand in dem sich die meisten Galaxienhaufen bis zu einem bestimmten Radius befinden, ermöglicht die Anwendung verschiedener Methoden zur Bestimmung der Massen von Galaxienhaufen (Abschnitt 2.1.3). Aus diesen Gründen wird seit einiger Zeit versucht, eine Massenfunktion für Galaxienhaufen aufzustellen. Ein Ansatz wurde z. B. von (Henry & Arnaud 1991) über die Temperaturfunktion des Intrahaufengases gemacht. (Bahcall & Cen 1993) benutzten eine Reichhaltigkeit[2]-Masse Relation und bekannte Geschwindigkeitsdispersionen der Galaxien in Haufen im optischen Bereich, sowie eine Gastemperatur-Masse Relation im Röntgenbereich, um die Massen von Galaxienhaufen zu bestimmen. (Biviano et al. 1993) benutzten die Geschwindigkeitsdispersion der Galaxien in Haufen und den Virialsatz, um die Massen einer optisch ausgewählten Stichprobe zu bestimmen. (Girardi et al. 1998a) haben Geschwindigkeitsdispersionen für Haufengalaxien aus Literaturangaben zusammengestellt und eine Massenfunktion erstellt. Eine Gasmassenfunktion für optisch ausgewählte arme Haufen und Abell-Haufen wurde von (Burns et al. 1996) aufgestellt. Sie bestimmten die Gasmassen mit Hilfe von Daten der ROSAT-Himmelsdurchmusterung.

In dieser Arbeit wird die Gasmassen- und Gesamtmassenfunktion einer homogen zusammengestellten, röntgenflußbegrenzten Stichprobe von Galaxienhaufen unserer näheren Umgebung aufgestellt. Dabei werden die Massen nicht wie in den angegebenen früheren Veröffentlichungen aus einem oder wenigen globalen Parametern, sondern aus einer detaillierten Analyse der Röntgenbilder der Haufen, meist pointierten ROSAT-Beobachtungen langer Belichtungszeit, bestimmt.

Das Standardmodell des Urknalls, mit einer mittleren Gesamtdichte die der kritischen Dichte entspricht, zusammen mit dem Standardmodell der Elemententstehung, sagt einen Anteil der Baryonendichte an der kritischen Dichte des Universums von $(5 \pm 2)\%$ voraus. Bisherige Messungen an Galaxienhaufen ergeben jedoch einen vielfach höheren Anteil der Gasmasse an der Gesamtmasse. Unter der Annahme, daß Galaxienhaufen repräsentativ für die Materieverteilung im Universum sind, führt dies zu einem Konflikt, z. B. (Briel et al. 1992), (White et al. 1993b) und (Böhringer 1993). Mit den in dieser Arbeit bestimmten Gas- und Gesamtmassen wird an einer großen Anzahl von Haufen der Gasanteil überprüft. Ebenfalls werden vorangegangene Messungen an kleineren Stichproben überprüft, die eine Abhängigkeit des Gasanteils von der Masse zeigen, z. B. (David et al. 1995).

Die Arbeit ist wie folgt aufgebaut: In Kap. 2 werden eine Einführung in die Physik von Galaxienhaufen und die theoretischen Grundlagen zur Bestimmung von Gasmasse und Gesamtmasse gegeben. Desweiteren werden die benötigten kosmologischen Gleichungen und das benutzte Meßinstrument (ROSAT) vorgestellt. In Kap. 3 wird der Auswahlprozeß der Galaxienhaufen beschrieben und die Ergebnisse angegeben. In Kap. 4 werden die einzelnen Schritte der Datenanalyse detailliert erläutert und die Ergebnisse dargestellt. Die Bestimmung der (Gas-) Massen und die Fehlerbetrachtung erfolgt in Kap. 5. Die Ergebnisse der statistischen Untersuchungen an der Stichprobe der Galaxienhaufen werden in Kap. 6 diskutiert. Zum Schluß (Kap. 7) wird eine Zusammenfassung geliefert.

[2]Maß für die Anzahl von Galaxien in einem Haufen (Abschnitt 2.1.1).

2 Grundlagen

2.1 Galaxienhaufen

Ein Galaxienhaufen setzt sich aus drei Hauptkomponenten zusammen. Wie der Name schon andeutet, sind Galaxienhaufen als Dichteerhöhungen der Verteilung von *Galaxien* am Himmel entdeckt worden. Zwischen diesen Galaxien ist der Raum nicht leer, sondern angefüllt mit *Gas*, dem sogenannten Intergalaktischen Medium oder Intrahaufengas (IHG). Den größten Anteil an der gravitativen Masse bildet die sogenannte *dunkle Materie*, die den gesamten Haufen durchsetzt. Im folgenden werden die wichtigsten Eigenschaften dieser Komponenten kurz zusammengefaßt.

2.1.1 Galaxien

Wie viele Galaxien enthält ein Haufen typischerweise? Ab 4–5 Galaxien spricht man von einer Gruppe (HICKSON 1982, Kap. II), bei ~ 100 von einem Haufen und bei ~ 1000 von einem reichen Haufen. George Abell führte die *Reichhaltigkeit* als Maß für Galaxienhaufen ein. Sie ist bestimmt durch die Anzahl von Galaxien, die bestimmte Kriterien erfüllen. Die zwei wichtigsten Kriterien sind, daß nur Galaxien gezählt werden, die a) nicht mehr als zwei Magnituden leuchtschwächer sind als die dritthellste Mitgliedsgalaxie, sowie b) innerhalb eines Radius von $R_\mathrm{A} = 3\,h_{50}^{-1}$ Mpc liegen[1]. Die Skala der Reichhaltigkeit erstreckt sich von 0 (arm) bis 5 (sehr reich) (ABELL 1958, Kap. IIb und Tab. 4).

Die Galaxienpopulation von Galaxienhaufen unterscheidet sich von der Population von Feldgalaxien, also Galaxien, die sich nicht in einem Haufen befinden, besonders in folgenden Eigenschaften:

- Morphologie. Der Anteil der elliptischen und linsenförmigen (S0) Galaxien ist in Haufen größer, und der Anteil an Spiralgalaxien kleiner als im Feld (DRESSLER 1984, Fig. 1), (OEMLER 1992, Tab. I).

- Farben. Spiralen und irreguläre Galaxien in Haufen sind im Durchschnitt röter als die gleichen Typen im Feld (OEMLER 1992, Tab. II).

- Gasgehalt. Besonders bei Spiralgalaxien nahe der Zentren von Galaxienhaufen ist der Gehalt an neutralem Wasserstoff geringer als in Feldgalaxien (CAYATTE et al. 1990, Fig. 23).

- cD-Galaxien. Diese ellipsenförmigen Riesengalaxien findet man fast ausschließlich in den Zentren von Galaxienhaufen oder -gruppen. Das auffälligste Merkmal einer solchen cD-Galaxie ist die sehr ausgedehnte Hülle niedriger Flächenhelligkeit (MATTHEWS et al. 1964, Kap. III).

[1] Zur Erläuterung von h_{50} siehe Gl. (2.29)

2.1.2 Intrahaufengas

Das IHG besteht aus heißem Gas mit Temperaturen von $10^7 - 10^8$ Kelvin (Tab. 4.5). Die typische Teilchendichte liegt bei $10^{-3} - 10^{-1}$ Teilchen pro cm^3 im Zentrum des Haufens (Abb. 5.3) und fällt nach außen hin ab (Abb. 5.1). Das IHG ist optisch dünn und sendet thermische Strahlung im Röntgenbereich aus, die durch Stoßprozesse zwischen Elektronen und Ionen hervorgerufen wird. Die Hauptkomponente der Strahlung ist Bremsstrahlung (Frei-frei-Übergänge), geringere Beiträge kommen von Rekombination (Frei-gebunden-Übergänge) und Linienemission (Gebunden-gebunden-Übergänge), siehe z. B. (Böhringer 1998). Die Emissivität ist proportional zur Dichte im Quadrat (Gl. 2.9), somit kann aus der Beobachtung der Flächenhelligkeitsverteilung (Kap. 4.3) unter Verwendung eines Gasdichtemodells die Gasdichteverteilung analytisch bestimmt werden. Numerische Deprojektionen, unter Verwendung von Schalenmodellen, werden ebenfalls benutzt, siehe z. B. (Fabian et al. 1981), (Ikebe 1996, Abschnitt 2.2.6). Wie man die Deprojektion von 2 auf 3 Dimensionen analytisch durchführt, wird in Abschnitt 2.1.2.1 gezeigt. Die Emissivität hängt ebenfalls noch schwach von der Gastemperatur ab. Insbesondere verändert sich das Energiespektrum mit der Temperatur, was eine Temperaturbestimmung ermöglicht (Abschnitt 2.1.2.2).

2.1.2.1 Gasdichteverteilung

Ivan King bestimmte 1962 ein empirisches Dichtegesetz für Sterne in Kugelsternhaufen (King 1962). Dieses Gesetz überträgt man näherungsweise auf die Galaxien in Galaxienhaufen und erhält als analytische Form das sogenannte *King-Profil*

$$\rho_{\mathrm{gal}}(r) = \rho_{\mathrm{gal}}(0) \left(1 + \frac{r^2}{r_{\mathrm{c}}^2}\right)^{-\frac{3}{2}}, \tag{2.1}$$

wobei $\rho_{\mathrm{gal}}(r)$ die Galaxiendichte im Abstand r vom Zentrum und r_{c} der Kernradius ist. Behandelt man nun das Gas als isothermes, ideales Gas und setzt hydrostatisches Gleichgewicht voraus, dann folgt Kugelsymmetrie und es gilt die hydrostatische Gleichung

$$\frac{dP}{dr} = \frac{-\rho G M_{\mathrm{tot}}(r)}{r^2} \tag{2.2}$$

P = Druck
G = Graviationskonstante
$M_{\mathrm{tot}}(r)$ = Gesamtmasse innerhalb von r,

und es folgt bei analoger Behandlung der Galaxien

$$\frac{\rho_{\mathrm{gas}}(r)}{\rho_{\mathrm{gas}}(0)} = \left(\frac{\rho_{\mathrm{gal}}(r)}{\rho_{\mathrm{gal}}(0)}\right)^{\beta} \tag{2.3}$$

mit

$$\beta = \frac{\mu m_{\mathrm{p}} \sigma_r^2}{k T_{\mathrm{gas}}} \tag{2.4}$$

μ = mittleres Molekulargewicht
m_{p} = Protonmasse

σ_r = Geschwindigkeitsdispersion entlang der Sichtlinie
k = Boltzmann Konstante
$T_{\rm gas}$ = Gastemperatur

(Cavaliere & Fusco-Femiano 1976, Kap. 2), (Gorenstein et al. 1978, Kap. IIa). Gleichung 2.4 zeigt, daß β das Verhältnis zwischen der spezifischen kinetischen Energie der Galaxien und des Gases beschreibt. Mit dem King-Profil (Gl. (2.1)) und Gl. (2.3) ergibt sich für das radiale Gasdichteprofil das sogenannte *β-Modell*

$$\rho_{\rm gas}(r) = \rho_{\rm gas}(0) \left(1 + \frac{r^2}{r_{\rm c}^2}\right)^{-\frac{3}{2}\beta} . \tag{2.5}$$

Setzt man ein Gasgemisch von 10 % Helium und 90 % Wasserstoff voraus, das aufgrund der hohen Temperatur vollständig ionisiert ist, dann gilt

$$\rho_{\rm gas} \approx 1.15\, n_{\rm e} m_{\rm p} \tag{2.6}$$

und somit

$$n_{\rm e}(r) = n_{\rm e}(0) \left(1 + \frac{r^2}{r_{\rm c}^2}\right)^{-\frac{3}{2}\beta} , \tag{2.7}$$

wobei $n_{\rm e}$ die Anzahldichte der Elektronen ist.

Die Flächenhelligkeitsverteilung und somit das Aussehen eines Galaxienhaufens wird im wesentlichen durch die Gasdichteverteilung bestimmt. Um den Bezug zu der beobachtbaren Größe der Flächenhelligkeit herzustellen, werden nun einige weitere wichtige Größen eingeführt. Als Leuchtkraft L_ν wird die Gesamtleistung bezeichnet, die das System bei der Frequenz ν ausstrahlt. Es gilt

$$L_\nu = \int_V \epsilon_\nu \, dV, \tag{2.8}$$

wobei

$$\epsilon_\nu = n_{\rm e} n_{\rm H} \Lambda_\nu(T_{\rm gas}, A) \tag{2.9}$$

ϵ_ν = Emissivität
$n_{\rm H}$ = Anzahldichte der Wasserstoffionen
$\Lambda_\nu(T_{\rm gas}, A)$ = Emissionskoeffizient.

Für das Emissionsmaß $E_{\rm m}$ gilt

$$E_{\rm m} = \int_V n_{\rm e}^2 \, dV. \tag{2.10}$$

Der Emissionskoeffizient hängt ab von der Gastemperatur und der Metallizität A, d. h. von der Häufigkeit von Elementen schwerer als Helium. Der Koeffizient variiert im ROSAT-Energiebereich (Abschnitt 2.3) im relevanten Temperaturbereich ($2 - 10$ keV) nur schwach (Abb. 2.1). Für die Anzahl Photonen, die in einem definierten Energiebereich pro Sekunde und pro Quadratbogenminute vom Detektor registriert werden (Röntgenflächenhelligkeit S_X), gilt deshalb

$$S_X \propto \int_{-\infty}^{\infty} n_{\rm e}^2 \, dl, \tag{2.11}$$

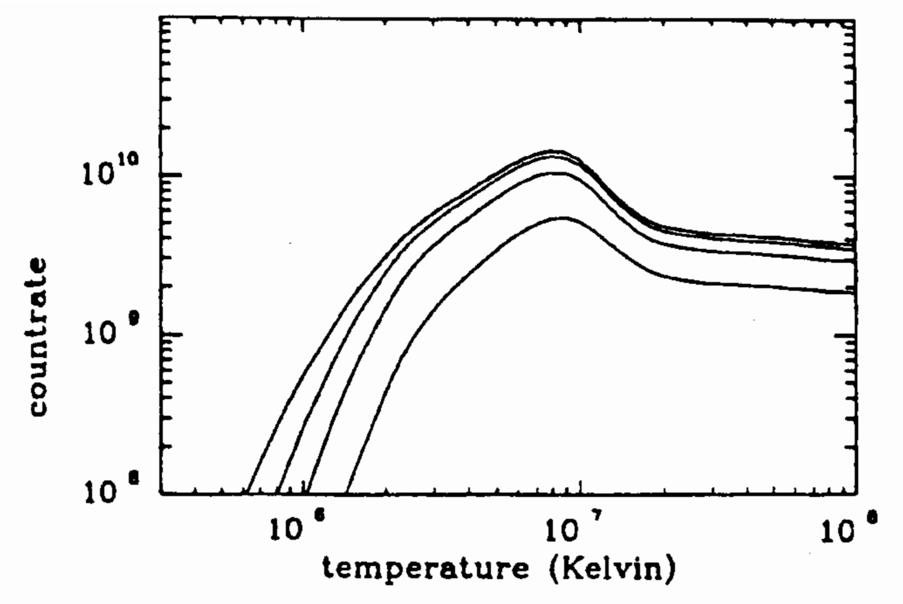

Abbildung 2.1: Aufgetragen in nicht normierten Einheiten ist der Röntgenfluß (Abschnitt 4.5) eines heißen thermischen Plasmas als Funktion von $T_{\rm gas}$, wobei $E_{\rm m}$ = konst. und A = solare Metallizität. Die 4 Kurven zeigen den am Detektor registrierten Fluß für die Werte der Wasserstoffsäulendichte $n_{\rm h} = 10^{20}, 3 \cdot 10^{20}, 10^{21}, 3 \cdot 10^{21}\,{\rm cm}^{-2}$. Die Emissivität und der registrierte Fluß sind nahezu konstant im Temperaturbereich $2 - 10\,$keV. Entnommen aus (Böhringer 1995a, Fig. 1).

wobei entlang der Sichtlinie integriert wird (im Haufenzentrum ist $l = 0$). Mit Gl. (2.7) folgt

$$S_X \propto \int_{-\infty}^{\infty} \left(1 + \frac{r^2}{r_{\rm c}^2}\right)^{-3\beta} dl. \tag{2.12}$$

Dieses Integral läßt sich in eine Form bringen, die in (Bronstein & Semendjajew 1980, Integral Nr. 39) gelöst ist, und man erhält

$$S_X(R) = S_X(0) \left(1 + \frac{R^2}{r_{\rm c}^2}\right)^{-3\beta + \frac{1}{2}}. \tag{2.13}$$

Es ist zu beachten, daß R den an die Hemisphäre projezierten Radius darstellt. $S_X(0)$ hängt ab von $n_{\rm e}(0)$, $r_{\rm c}$, β, $\Lambda_\nu(T_{\rm gas}, A)$ und der Rotverschiebung z (Abschnitt 2.2). Die Annahmen, die auf diese Gleichung führen sind

- hydrostatisches Gleichgewicht
- ideales, isothermes Gas
- isotrope Geschwindigkeitsverteilung der Galaxien
- konstante Metallizität.

Bei dem späteren Bestimmen der Gas- und Gesamtmasse gehen mögliche Abweichungen von der Kugelsymmetrie und vom hydrostatischen Gleichgewicht am stärksten ein. Für eine Diskussion siehe Abschnitt 2.1.3.

Im allgemeinen läßt sich diese parametrisierte Form der Flächenhelligkeit gut an die Beobachtungsdaten anpassen (Abschnitt 4.3). Mit den dadurch bestimmten Parameterwerten von $S_X(0)$, r_c und β läßt sich sodann das Gasdichteprofil nach Gl. (2.5) bestimmen, wobei sich $\rho_{\rm gas}(0)$ aus $n_{\rm e}(0)$ und Gl. (2.6) ergibt. Das β-Modell wird seit vielen Jahren erfolgreich benutzt, es gibt aber natürlich auch andere Modelle, wie z. B. das sogenannte Navarro-Frenk-White (NFW)-Profil (NAVARRO et al. 1997, Gl. (1)), das sich bei N-Körper-Simulationen für unterschiedliche kosmologische Szenarien als gute Beschreibung erwiesen hat.

Bei einigen Galaxienhaufen findet man einen zentralen Flächenhelligkeitsexzeß (Abb. 4.10). Um diese Eigenschaft besser beschreiben und eine genauere Gasdichte bestimmen zu können, habe ich ebenfalls ein *Doppel-β-Modell* der Form $S_X = S_{X_1} + S_{X_2}$ an die Beobachtungsdaten angepaßt: ein simultaner Fit von 2 β-Modellen, wobei eine Komponente zur Beschreibung der gesamten Haufen-Emission und die andere zur Beschreibung des zentralen Flächenhelligkeitsexzesses dient. Es ergibt sich aus der Proportionalität (2.11), daß sich die Gasdichte dann berechnen läßt aus $n_{\rm e} = \sqrt{n_{\rm e_1}^2 + n_{\rm e_2}^2}$.

2.1.2.2 Gastemperatur

Als man die Galaxienhaufen als starke Quellen von Röntgenstrahlung entdeckte, wurden mehrere mögliche Mechanismen der Strahlungsentstehung vorgeschlagen. Spätestens seit Entdeckung der Eisenlinie um 7 keV (MITCHELL et al. 1976), (SERLEMITSOS et al. 1977) (tatsächlich eine Überlagerung von mehreren unaufgelösten Eisen- und Nickellinien) ist jedoch klar, daß es sich um thermische Strahlung des heißen Gases handelt. Die Temperatur des IHGs kann bestimmt werden durch Vergleich des beobachteten Spektrums mit Modellspektren unterschiedlicher Temperatur. Es gibt eine Reihe von weit verbreiteten Rechenprogrammen für die Spektren von heißen, optisch dünnen Plasmen, z. B. (RAYMOND & SMITH 1977). Eine Übersicht gibt z. B. (BÖHRINGER 1998). Von Bedeutung ist nicht nur die gemittelte Temperatur des gesamten Gases, sondern auch die räumliche Temperaturverteilung (siehe z. B. Gl. (2.15)). Leider ist die gleichzeitige Orts- und Energieauflösung von ROSAT und anderen, momentan im Orbit befindlichen Röntgensatelliten noch nicht ausreichend, um hochaufgelöste radiale Temperaturprofile mit geringen Fehlern bestimmen zu können. Radiale Temperaturprofile für eine Reihe von Galaxienhaufen sind erst vor kurzem veröffentlicht worden, z. B. (MARKEVITCH et al. 1997), (MARKEVITCH 1998), (FUKAZAWA 1997). Über den Haufen gemittelte Gastemperaturen für die hier behandelten Galaxienhaufen werden in Abschnitt 4.4.2 zitiert.

2.1.3 Gesamtmasse

Die sichtbare Materie reicht nicht aus, um das Gas und die Galaxien im Haufen zu halten. D. h., wenn die Einsteinschen Feldgleichungen bzw. die Newtonschen Näherungen korrekt sind, muß es zusätzliche nicht sichtbare Materie geben. Die dunkle Materie macht sich nur durch ihre Gravitationswechselwirkung bemerkbar. Über die Natur dieser dunklen Materie wird seit vielen Jahren diskutiert. Es gibt eine Reihe von guten Kandidaten, wie zum Beispiel massive Neutrinos (kürzlich bestärkt durch die weitere Bestätigung der Existenz des atmosphärischen Neutrinoproblems und dessen Erklärung durch Neutrinooszillationen, z. B. (THE-SUPER-KAMIOKANDE-COLLABORATION 1998), (LIU et al. 1998)) und Axionen, oder aber baryonische Materie in kompakter, nichtleuchtender Form. Eine mögliche Methode zur Berechnung der totalen gravitativen Masse (Gesamtmasse) eines Galaxienhaufens wird jetzt vorgestellt. Die Potentialtiefe stellt ebenfalls ein gutes Maß zur Charakterisierung eines Galaxienhaufens dar.

Die Gasdichteverteilung spiegelt die Form des Potentials und somit die Gesamtmassenstruktur wider. Je höher die Temperatur des Gases ist, desto größer ist der Druck und desto größer muß die entgegengesetzt wirkende Gravitation sein, falls diese das Gas bindet. Qualitativ erwartet man also eine Abhängigkeit der Gesamtmasse von der Gasdichteverteilung und der Gastemperatur. Mit der hydrostatischen Gleichung (2.2) und der idealen Gasgleichung

$$P_{\rm gas} = \frac{k}{\mu m_{\rm p}} \rho_{\rm gas} T_{\rm gas} \tag{2.14}$$

folgt

$$M_{\rm tot}(r) = -\frac{k T_{\rm gas}(r) r^2}{\mu m_{\rm p} G} \left(\frac{1}{\rho_{\rm gas}(r)} \frac{d\rho_{\rm gas}(r)}{dr} + \frac{1}{T_{\rm gas}(r)} \frac{dT_{\rm gas}(r)}{dr} \right). \tag{2.15}$$

Die Einflüsse möglicher Magnetfelder wurden vernachlässigt. Man beachte die Abhängigkeit der Gesamtmasse $M_{\rm tot}(r)$ innerhalb des Radius r von der Dichte- und Temperaturverteilung, sowie der Temperatur. Daß die Annahmen der Kugelsymmetrie und des hydrostatischen Gleichgewichts gerechtfertigt sind, kann man sich folgermaßen klar machen. Für die Schallgeschwindigkeit $C_{\rm s}$ im IHG gilt

$$C_{\rm s} \approx 1000 \frac{\rm km}{\rm s} \approx 1 \frac{\rm Mpc}{\rm Gyr} \tag{2.16}$$

(SARAZIN 1986, Abschnitt V. E.). Die Zeit, die eine Schallwelle zum Durchqueren eines Haufens benötigt, ist daher klein im Vergleich zur Kühlzeit, hervorgerufen durch thermische Strahlung, und aller vorgeschlagenen Heizprozesse (SARAZIN 1986, Abschnitt V. C.) , sowie zum Alter des Haufens ($\sim$ 10 Gyr). D. h. selbst nach einer schwerwiegenden Störung des Gleichgewichts im Haufen, z. B. durch ein Verschmelzen mit einem anderen Haufen, stellt sich relativ bald wieder ein Gleichgewichtszustand ein. Um dies auch quantitativ zu beschreiben und den Einfluß durch Abweichungen von Kugelsymmetrie zu untersuchen, wurden N-Körper-/hydrodynamische Simulationen durchgeführt. (SCHINDLER 1996) und (EVRARD et al. 1996) kommen unabhängig voneinander zu dem Ergebnis, daß Abweichungen von den genannten Annahmen nicht zu großen Fehlern ($\leq 15-20\%$) in der Massenbestimmung führen, solange extreme Abweichungen vermieden werden.

Andere Methoden zur Gesamtmassenbestimmung benutzen z. B. die Geschwindigkeitsdispersion der Galaxien und den Virialsatz, z. B. (ZWICKY 1933), oder die relativistische Ablenkung und Verstärkung der Lichtstrahlen von Hintergrundsgalaxien im Schwerefeld der Galaxienhaufen, z. B. (LYNDS & PETROSIAN 1986), Übersichtsartikel z. B. (FORT & MELLIER 1994) und (NARAYAN & BARTELMANN 1997). Mit Hilfe dieser Gravitationslinsen-Modelle wurden in der letzten Dekade die Massen von einigen Haufen bestimmt. Vergleiche mit Massenbestimmungen aus Röntgenbeobachtungen liefern bisher unterschiedliche Ergebnisse. Bei den Galaxienhaufen Abell 2218 (LOEB & MAO 1994) und Abell 1689 (MIRALDA-ESCUDÉ & BABUL 1995) liegen die Massen, bestimmt mit dem Linseneffekt, um einen Faktor $2-2.5$

höher, als die Massen bestimmt aus Röntgenbeobachtungen. Bei den Haufen PKS 0745 (Allen et al. 1996) und Abell 2390 (Böhringer et al. 1998) werden gute Übereinstimmungen gemessen. Mit der Massenbestimmung durch den schwachen Linseneffekt findet (Neumann 1997) innerhalb der Fehlergrenzen für die Haufen Cl0016 + 16, 3C 295, Abell 2218 und Abell 2163 gute Übereinstimmungen.

2.2 Kosmologie

Der Versuch selbst einer kurzgehaltenen Einführung in die Grundlagen der Kosmologie würde den Rahmen dieser Arbeit sprengen. Dieser Abschnitt beschränkt sich daher auf die Einführung der für die vorliegende Arbeit benötigten Größen und Gleichungen. Standardwerke zum Thema können dem Literaturverzeichnis entnommen werden, z. B. (Misner et al. 1995), (Padmanabhan 1993), (Peebles 1993), (Weinberg 1972).

Das derzeit am häufigsten verwendete Modell zur Beschreibung der Raumzeit ist das Friedmann-Robertson-Walker-Modell. Die Metrik dieses Modells hat das Linienelement

$$ds^2 = c^2 dt^2 - R^2(t) \left(\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2\theta \, d\phi^2 \right) \tag{2.17}$$

$c =$ Vakuumlichtgeschwindigkeit
$R(t) =$ Skalenfaktor zur kosmischen Zeit t
$k = \{0, \pm 1\}$ Krümmungsindex
$r, \theta, \phi =$ mitbewegte Kugelkoordinaten
(Weinberg 1972, Gl. (14.2.1)), von hier an (We). Für die physikalische Entfernung d zweier Objekte auf der Hypersphäre konstanter kosmischer Zeit erhält man demnach

$$d = R(t) \int_0^r \frac{dr'}{\sqrt{1 - kr'^2}} \, . \tag{2.18}$$

Für ein flaches Universum ($k = 0$) folgt

$$d = R(t)\, r \, . \tag{2.19}$$

Daher ist das physikalische Volumen einer Kugel mit Radius d gegeben durch

$$V(r) = \frac{4}{3} \pi R^3(t)\, r^3 \, . \tag{2.20}$$

Die Rotverschiebung z vergleicht die im Beobachtersystem gemessene Wellenlänge λ_0 eines Photons mit der im Ruhesystem des Objekts emittierten Wellenlänge λ_1 über

$$z \equiv \frac{\lambda_0 - \lambda_1}{\lambda_1} \, . \tag{2.21}$$

Ursache der Rotverschiebung ist die Änderung des Skalenfaktors zwischen dem Zeitpunkt der Emission t_1 und der Absorption im Detektor t_0. Deshalb hat man

$$z = \frac{R(t_0)}{R(t_1)} - 1 \tag{2.22}$$

(WE, (14.3.5 und 6)). Die Leuchtkraftentfernung D_L ist definiert als

$$D_L \equiv \sqrt{\frac{L_{\rm bol}}{4\pi f_{\rm bol}}}\,, \tag{2.23}$$

wobei $f_{\rm bol}$ der vom Beobachter registrierte bolometrische Energiefluß und $L_{\rm bol}$ die pro Sekunde vom Objekt emittierte Energie darstellt. Weiterhin gilt

$$D_L = R_0\, r\,(1+z) \tag{2.24}$$

(WE, (14.4.13 und 14)). Die Hubble-Konstante H_0, der Abbremsparameter q_0 und die kritische Dichte $\rho_{\rm c}$ sind definiert als (WE, (14.6.2 und 3), (15.2.3))

$$H_0 \equiv \frac{\dot{R}_0}{R_0}\,, \quad q_0 \equiv -\frac{\ddot{R}_0}{R_0 H_0^2}\,, \quad \rho_{\rm c} \equiv \frac{3H_0^2}{8\pi G}\,. \tag{2.25}$$

Weitere exakte Beziehungen ergeben sich durch die Kombination der Friedmann-Robertson-Walker-Metrik mit den Einsteinschen Feldgleichungen. Mit einem kosmischen Druck $P_{\rm K} = 0$, einer kosmologischen Konstante $\Lambda_{\rm K} = 0$ und $q_0 > 0$ sind dann die Größen r, R_0 und z über die Mattig-Gleichung verknüpft

$$R_0 r = \frac{z q_0 + (q_0 - 1)(-1 + \sqrt{2q_0 z + 1})}{\frac{H_0}{c} q_0^2 (1+z)} \tag{2.26}$$

(WE, (15.3.23)). Für ein flaches Universum mit obigen Voraussetzungen gilt $q_0 = \frac{1}{2}$ und damit

$$R_0 r = \frac{2c}{H_0}\left(1 - \frac{1}{\sqrt{z+1}}\right)\,. \tag{2.27}$$

Mit Gl. (2.24) erhält man somit

$$z = \frac{H_0}{2c} D_L - \frac{1}{2} + \sqrt{\frac{H_0}{2c} D_L + \frac{1}{4}}\,. \tag{2.28}$$

Neben den bereits erwähnten Voraussetzungen gilt in dieser Arbeit, soweit nicht anders angegeben,

$$H_0 = h_{50} \cdot 50\,\frac{\rm km}{\rm s \cdot Mpc} \quad \text{mit} \quad h_{50} \equiv h = 1\,. \tag{2.29}$$

2.3 ROSAT

Eine Delta-Rakete brachte am 1. Juni 1990 das Röntgenobservatorium ROSAT (TRÜMPER 1983) in eine Umlaufbahn 580 km über der Erde. Nach erfolgreichen Kalibrationsmessungen wurde ein halbes Jahr lang eine Durchmusterung des gesamten Himmels durchgeführt, mit einer Belichtungszeit von durchschnittlich 500 Sekunden pro Feld (*ROSAT All Sky Survey, RASS*). Seit 1991 werden gezielt einzelne Felder mit wesentlich längerer Belichtungszeit aufgenommen (*pointierte Beobachtungen*).

Die Hauptkomponente von ROSAT ist das Wolter I Teleskop, das die Röntgenquanten auf einen von drei Detektoren abbildet. Es besteht aus 4 ineinander geschachtelten, mit Gold bedampften Spiegeln. Diese sind nur minimal parabolisch (vorderer Teil) und hyperbolisch (hinterer Teil) gekrümmt, damit die streifend einfallenden Röntgenphotonen reflektiert werden. Es ist empfindlich im Energiebereich $0.1 - 2.4\,\mathrm{keV}$. Es kann einer von 2 baugleichen Proportionalzählern (*Position Sensitive Proportional Counter, PSPC*) oder ein Kanalplatten-Detektor (*High Resolution Imager, HRI*) in die Brennebene gebracht werden. Desweiteren befindet sich noch eine UV-Kamera (*Wide Field Camera, WFC*) an Bord.

Bei der vorliegenden Arbeit sind ausschließlich Daten ausgewertet worden, die mit einem PSPC aufgenommen wurden. Die wichtigsten Kenndaten des kombinierten Instruments Teleskop-PSPC sind:

- Energieauflösung
- Ortsauflösung
- Gesichtsfeld.

Weitere wichtige Eigenschaften werden in Zusammenhang mit der Datenreduktion in Abschnitt 4.1 besprochen. Die Energieauflösung beträgt 40% FWHM bei 1 keV. Die Ortsauflösung beträgt 25 Bogensekunden FWHM im Bildfeldzentrum bei 1 keV. Das kreisförmige Gesichtsfeld (Abb. 4.5) hat einen Radius von einem Grad.

Ein weiterer Satellit von gegenwärtig großer Bedeutung ist ASCA. ROSAT und ASCA ergänzen sich, da ASCA zwar nicht die gute Winkelauflösung und das Gesichtsfeld von ROSAT hat, aber dafür in seinen energieauflösenden Eigenschaften überlegen ist.

3 Die Stichprobe

Um aussagekräftige Verteilungsfunktionen von Parameterwerten, wie z. B. die Gasmassenfunktion, aufstellen zu können, ist es sehr wichtig, eine statistisch wohldefinierte, repräsentative Stichprobe zusammenzustellen. Die Vollständigkeit dieser Stichprobe ist von großer Bedeutung, da für die Verteilungsfunktionen absolute Anzahlen von Galaxienhaufen benötigt werden. Im RASS wurden zum ersten Mal Aufnahmen des gesamten Himmels mit einem abbildenden Röntgenteleskop gemacht. Die Nutzung dieser Daten bietet eine hervorragende Gelegenheit eine vollständige, homogene Stichprobe zusammenzustellen. Die Galaxienhaufen wurden daher aus mehreren großflächigen Himmelsdurchmusterungen, hauptsächlich des RASS, zusammengestellt (Abschnitt 3.1), und Auswahlkriterien eingeführt, um die Vollständigkeit sicherzustellen (Abschnitt 3.2). Die Zusammenstellung der Haufen aus Himmelsdurchmusterungen, hauptsächlich des RASS, stellt momentan eine der besten Methoden dar, homogene Stichproben hoher Vollständigkeit zu erzeugen. Als erstes ist der RASS an sich eine sehr homogene Messung, da mit einem einzigen Instrument der gesamte Himmel beobachtet wurde. Dies ist z. B. im optischen Bereich noch nicht der Fall. Tiefe Durchmusterungen des RASS müssen zwar die unterschiedlichen Belichtungszeiten einzelner Himmelsabschnitte in bezug auf das angestrebte Flußlimit berücksichtigen, jedoch spielt dies für die sehr hellen Haufen der Stichprobe in dieser Arbeit keine Rolle. Zum zweiten ist die Selektion von Galaxienhaufen nach ihren Röntgeneigenschaften weniger mit systematischen Fehlern behaftet wie die Selektion bei anderen Wellenlängenbereichen. Z. B. ist die Röntgenflächenhelligkeit viel stärker zum Zentrum hin konzentriert als die Galaxienverteilung ($\epsilon_\nu \propto \rho_{\rm gas}^2$), was zu einer Minimierung von Überlappungseffekten mehrerer Haufen führt. Weiterhin schwankt die Flächenhelligkeit des Röntgenhintergrunds viel weniger als die Flächendichte von Feldgalaxien, d. h. der Hintergrund ist im Röntgenbereich leichter zu subtrahieren. Auch Fehlklassifikationen in Folge von Projektionseffekten, z. B. zufällige Flächendichteerhöhungen von Feldgalaxien in der Sichtlinie, werden ausgeschlossen, da das intergalaktische Medium nur in einem tiefen Potential Röntgenstrahlung aussendet.

3.1 Zusammenstellung

Um eine geeignete Stichprobe zu erhalten, wurden mehrere röntgenflußbegrenzte Galaxienhaufenkataloge nach Kandidaten durchsucht. Es wurden dann für alle Haufen, für die eine Zählrate um 1 Photon pro Sekunde oder mehr angegeben war, ROSAT-Daten erneut analysiert (Kap. 4). Die Durchmusterungen im einzelnen sind:

(1) REFLEX (ROSAT ESO Flux-Limited X-Ray) Cluster Survey. Die Zusammenstellung einer repräsentativen RASS-Stichprobe von Galaxienhaufen am Südhimmel ($f_X(0.1 - 2.4\,\mathrm{keV}) \geq 3.0 \cdot 10^{-12} \frac{\mathrm{erg}}{\mathrm{s \cdot cm^2}}$) (BÖHRINGER et al. in Vorb.).

(2) BCS (ROSAT Brightest Cluster Sample). Eine RASS-Stichprobe hoher Vollständigkeit

mit einer Flußgrenze von $f_X(0.1-2.4\,\mathrm{keV}) \geq 4.4\cdot10^{-12}\frac{\mathrm{erg}}{\mathrm{s\cdot cm^2}}$ am Nordhimmel (Ebeling et al. 1998).

(3) Eine Durchmusterung der Abell- und ACO-Galaxienhaufen (Abell et al. 1989) des gesamten Himmels (Böhringer et al. in Vorb.).

(4) XBACs (X-Ray Brightest Abell-Type Clusters of Galaxies). Ebenfalls eine Durchmusterung des RASS nach Abell- und ACO-Galaxienhaufen (Ebeling et al. 1996).

(5) Flußbegrenzte ($f_X(2-10\,\mathrm{keV}) \geq 3\cdot10^{-11}\frac{\mathrm{erg}}{\mathrm{s\cdot cm^2}}$) Stichproben von Galaxienhaufen, die in Durchmusterungen früherer Röntgensatelliten (UHURU, HEAO-1, ARIEL-V, EXOSAT und EINSTEIN) gefunden wurden (Lahav et al. 1989), (Edge et al. 1990). Wegen der abweichenden Instrumenteneigenschaften wurden für alle angegebenen Haufen ROSAT-Beobachtungen ausgewertet.

(6) Eine Durchmusterung des RASS nach elliptischen Galaxien (Beuing et al. 1998) wurde ebenfalls durchsucht, um keine Objekte zu übersehen, die am leuchtschwachen Ende der Leuchtkraftfunktion (Kap. 6) liegen.

3.2 Auswahlkriterien

Es wurden die folgenden Auswahlkriterien eingeführt, um eine hohe Vollständigkeit der Stichprobe zu gewährleisten:

- Für die Zählrate im harten ROSAT-Energieband C_H (Abschnitt 4.2) muß gelten $C_\mathrm{H} \geq 1.0\,\frac{\mathrm{Photonen}}{\mathrm{s}}$. Dies entspricht einer Röntgenflußbegrenzung im ROSAT-Band (Abschnitt 4.5) von $f_X(0.1-2.4\,\mathrm{keV}) \geq 2.0\cdot10^{-11}\frac{\mathrm{erg}}{\mathrm{s\cdot cm^2}}$, bei einer Wasserstoffsäulendichte $n_\mathrm{h} = 1.7\cdot10^{20}\,\frac{\mathrm{Atome}}{\mathrm{cm^2}}$ und einer Gastemperatur $T_\mathrm{gas} = 4\,\mathrm{keV}$. Der Fluß hängt ab von C_H, n_h und T_gas (Abschnitt 4.5). In den 3 Fällen (A3827, A3391 und M49), in denen nicht beide Bedingungen gleichzeitig erfüllt sind, entscheidet das Flußlimit. D. h. A3827 und A3391 kommen hinzu und M49 fällt raus (s. auch Punkt 4). Haufen, deren Zählrate nahe unter einem Photon pro Sekunde lag, wurden nicht frühzeitig verworfen, sondern ihr Fluß bestimmt. Bei 17 untersuchten Haufen mit $C_\mathrm{H} \leq 1.0\,\frac{\mathrm{Photonen}}{\mathrm{s}}$ liegen dennoch nur 2 über dem Flußlimit (bei 0.999 bzw. 0.988 $\frac{\mathrm{Photonen}}{\mathrm{s}}$).

- Galaxienhaufen dürfen nicht am Himmel projeziert in der galaktischen Scheibe liegen. D. h. für die galaktische Breite b muß gelten $|b| \geq 20°$. Dieses Kriterium wird eingeführt wegen der erhöhten Absorption der Röntgenquanten, hervorgerufen durch die hohe Wasserstoffsäulendichte. Dies könnte dazu führen, daß Galaxienhaufen der Entdeckung entgehen. Im optischen Bereich sind Galaxienhaufen wegen der hohen Sternendichte in der Milchstraße ebenfalls schwierig zu identifizieren.

- Aus den gleichen Gründen wurden auch keine Galaxienhaufen, die in der Fläche der Magellanschen Wolken (Begleitgalaxien unserer Milchstraße) liegen, aufgenommen.

- Der Galaxienhaufen im Sternbild Jungfrau (Virgo) wurde ebenfalls aus der statistischen Auswertung herausgehalten. Dieser unserer Galaxis am nächsten gelegene beobachtete Haufen zeigt deutliche Anzeichen von stark ausgeprägter Substruktur. Dies ebenso wie die schiere Größe des Virgo-Haufens machen eine Gasmassenbestimmung mit den gleichen Methoden wie für die anderen Haufen schwierig. Durch das Ausschneiden einer 100□° großen Fläche um das Zentrum des Virgo-Haufens fällt auch die Gruppe M49 aus der Stichprobe.

3.3 Ergebnis

Nach Anwenden dieser Auswahlkriterien bleiben von 90 Galaxienhaufen, die in dem gesteckten Rahmen komplett analysiert wurden, 61 übrig. Insbesondere fallen alle Haufen heraus, die durch die Zusammenstellungen (5) dazukamen und nicht schon in einer der anderen Durchmusterungen enthalten sind, d. h. die Stichprobe setzt sich komplett aus im RASS identifizierten Quellen zusammen. Von (6) sind in der Stichprobe noch 3 elliptische Galaxien/Galaxiengruppen enthalten: die 3, mit Ausnahme des Fornax Haufens, leuchtschwächsten Objekte NGC 4636, NGC 5044 (WP 23) und NGC 507a. Doppelhaufen, d. h. zwei Galaxienhaufen, die nahe beieinanderstehen und vermutlich im Begriff sind ineinanderzufallen und zu einem größeren Haufen zu verschmelzen, wurden getrennt behandelt.

Die Quellen für die Haufen dieser Stichprobe geben eine Vollständigkeit von 90% an, wobei die durchsuchten Himmelsflächen der Durchmusterungen teilweise überlappen. Der größte Anteil der maximal fehlenden 10% wird bei Galaxienhaufen nahe des Flußlimits der Durchmusterungen liegen. Die in dieser Arbeit angewendete Flußbegrenzung liegt wesentlich höher, so daß man davon ausgehen kann, daß die Vollständigkeit weit über 90% liegt. Jedoch ist nicht auszuschließen, daß wegen der Abhängigkeit des Flusses nicht nur von der Zählrate, sondern auch von der Säulendichte des neutralen Wasserstoffs in der Sichtlinie und der Temperatur des IHGs, einige Haufen verpaßt werden könnten. Bei 17 untersuchten Haufen, bei denen weniger als ein Photon pro Sekunde registriert wurde, sind allerdings nur zwei Haufen ($C_{\mathrm{H}} = 0.999,\ 0.988\,\frac{\mathrm{Photonen}}{\mathrm{s}}$) dabei, die dennoch über der Flußbegrenzung liegen. Diese sind nun in der Stichprobe enthalten. Die Anzahl weiterer nichtberücksichtigter Haufen wird auf unter 3 abgeschätzt, was mit den oben gemachten Kommentaren auf eine Vollständigkeit von ca. 90% führt. Diese ist ausreichend, um aussagekräftige Verteilungsfunktionen aufzustellen. Statistische Tests der Vollständigkeit, z. B. die $\frac{V}{V_{\mathrm{max}}}$-Methode von (SCHMIDT 1968), dürften bei dem hier untersuchten Volumen eher großräumige Strukturen erkennen lassen, als tatsächlich eine verläßliche Maßangabe für die Vollständigkeit zu liefern.

Die Himmelsabdeckung beträgt nach Subtraktion aller nichtberücksichtigten Flächenabschnitte 26 720□°, also ca. zwei Drittel des gesamten Himmels. Zur Veranschaulichung der Verteilung sind in Abb. 3.1 die 61 Haufen der Stichprobe in einer Himmelskarte dargestellt, ebenso 12 Haufen, die projeziert in der galaktischen Scheibe liegen. In Abb. 3.2 ist ein Ausschnitt des Himmels im Rotverschiebungsraum zu sehen. Die Rotverschiebungen z wurden der NASA Extragalactic Database (NED, http://nedwww.ipac.caltech.edu/) entnommen. Die Galaxienhaufen sind in den Tabellen 3.1 und 3.2 mit Koordinatenangaben aufgelistet.

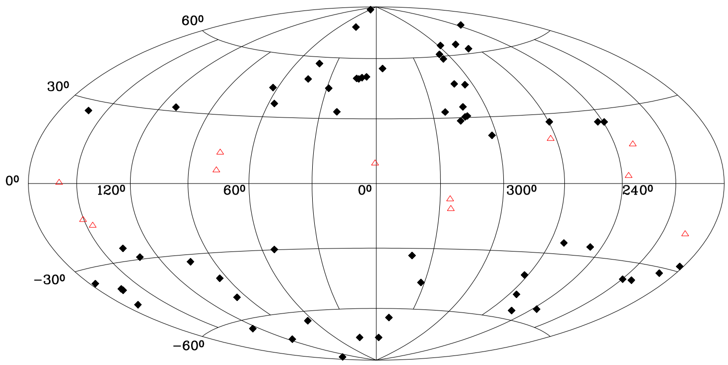

Abbildung 3.1: Aitoff-Projektion der Galaxienhaufenverteilung. Angegeben sind galaktische Koordinaten. Die gefüllten Quadrate repräsentieren Galaxienhaufen mit $|b| \geq 20°$. Alle gezeigten Haufen sind durch einen Röntgenfluß über dem Flußlimit von $f_X \geq 2.0 \cdot 10^{-11} \frac{\text{erg}}{\text{s} \cdot \text{cm}^2}$ gekennzeichnet.

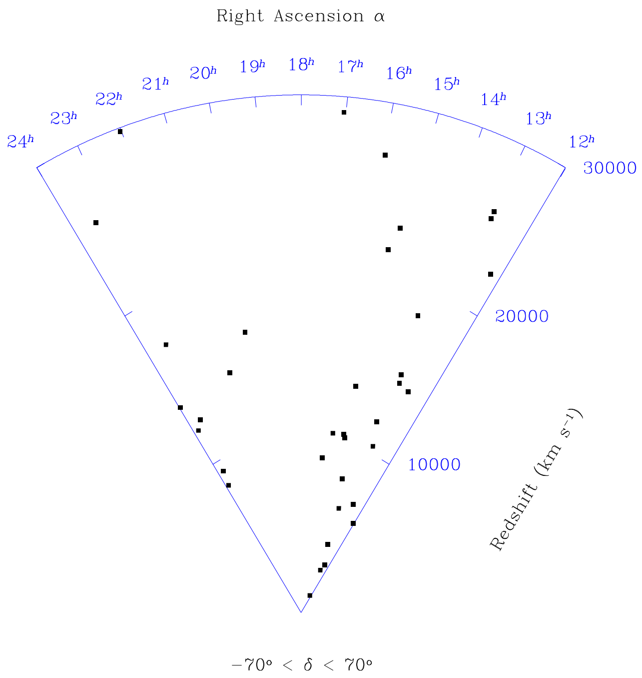

Abbildung 3.2: Rotverschiebungsdiagramm eines Ausschnitts der Galaxienhaufenverteilung. Für alle gezeigten Haufen gilt $f_X \geq 2.0 \cdot 10^{-11} \frac{\text{erg}}{\text{s} \cdot \text{cm}^2}$ und $|b| \geq 20°$. Das Milchstraßenband zieht sich teilweise durch die Rektaszension $16^{\text{h}} - 21^{\text{h}}$.

Galaxienhaufen	R. A.	Dek.	LII	BII	z
COMA	194.94681	27.93879	57.06467	87.97929	0.0232
A3526	192.19952	-41.30873	302.39990	21.56044	0.0103
A3571	206.86919	-32.85533	316.31995	28.55562	0.0397
FORNAX	54.61603	-35.44729	236.71182	-53.63976	0.0046
A2199	247.15862	39.54772	62.93044	43.69384	0.0302
A1060	159.17842	-27.52118	269.59882	26.49313	0.0114
A0262	28.19526	36.15284	136.57155	-25.08913	0.0161
A0496	68.40910	-13.26045	209.58702	-36.48606	0.0328
A0085	10.46318	-9.30541	115.24585	-72.03412	0.0518
A2029	227.73309	5.74501	6.47447	50.54616	0.0767
A3667	303.13623	-56.84193	340.85022	-33.39642	0.0552
N5044	198.85301	-16.38788	311.23898	46.09701	0.0090
A3558	201.99205	-31.50168	311.99066	30.72691	0.0482
A1795	207.22009	26.59436	33.81754	77.18460	0.0616
N4636	190.70844	2.68800	297.75119	65.47330	0.0037
2A0335	54.66897	9.97131	176.26428	-35.05694	0.0349
A1367	176.19035	19.70303	235.31180	73.01967	0.0216
A3266	67.84096	-61.44033	272.12552	-40.13982	0.0594
A2142	239.58238	27.23361	44.23181	48.68965	0.0899
A4038	356.93219	-28.14151	25.13861	-75.86354	0.0283
A2256	255.98842	78.64813	111.01641	31.75172	0.0601
A2147	240.56282	15.95863	28.88401	44.52502	0.0352
A2052	229.18463	7.02112	9.41734	50.12056	0.0348
HYDRA A	139.52393	-12.09422	242.92557	25.09407	0.0538
A0401	44.73837	13.57964	164.18442	-38.87016	0.0748
A2063	230.77342	8.61117	12.82490	49.68513	0.0354
A3158	55.72822	-53.63013	265.04474	-48.93464	0.0590
A0119	14.06494	-1.24888	125.69256	-64.09494	0.0444
A1644	194.28998	-17.40287	304.87885	45.44741	0.0474
A0478	63.35535	10.46610	182.43423	-28.28780	0.0900

Tabelle 3.1: Tabelle der Koordinaten für die 61 Galaxienhaufen, die die Auswahlkriterien erfüllen, geordnet nach ihrer Zählrate. Die in Grad angegebenen Himmelskoordinaten Rektaszension (R. A.), Deklination (Dek.), galaktische Länge (LII) und galaktische Breite (BII) sind bezogen auf das Äquinoktium 2000.0. Sie wurden mit der in Abschnitt 4.2.1.1 beschriebenen Methode bestimmt. Weitere gebräuchliche Namen für diese Haufen sind in Tab. 4.5 angegeben. *Fortsetzung ...*

Galaxienhaufen	R. A.	Dek.	LII	BII	z
RXJ0419	64.90659	2.41509	190.97104	-31.84703	0.0123
A3562	203.39844	-31.66782	313.32578	30.35192	0.0499
A1736	201.72380	-27.17653	312.57031	35.03095	0.0350
A4059	359.25409	-34.75906	356.37512	-76.07858	0.0460
A3581	211.88522	-27.01529	323.15768	32.85024	0.0214
MKW3S	230.46432	7.70588	11.39611	49.45156	0.0450
A0754	137.33382	-9.67965	239.37082	24.83004	0.0528
A3112	49.49122	-44.23667	252.93283	-56.07871	0.0703
A0576	110.35713	55.76394	161.39066	26.25128	0.0381
EXO0422	66.46366	-8.55812	203.29945	-36.16116	0.0390
A0399	44.46838	13.04615	164.32986	-39.45404	0.0715
MKW8	220.15965	3.47171	355.49097	54.78746	0.0270
A1651	194.84193	-4.19470	306.73193	58.61869	0.0860
A1650	194.67125	-1.75721	306.67773	61.06199	0.0845
S1101	348.49408	-42.72676	348.34503	-64.81503	0.0580
A2589	350.98676	16.77527	94.61732	-41.23663	0.0421
A2065	230.60957	27.71195	42.84219	56.61895	0.0721
A2204	248.19621	5.57328	21.08853	33.23496	0.1523
MKW4	181.11240	1.89621	276.90820	62.36995	0.0200
A3376	90.48346	-39.97409	246.50908	-26.04755	0.0455
A0400	44.41522	6.01701	170.26538	-44.94366	0.0240
A2657	356.23337	9.19520	96.71362	-50.26038	0.0404
A2634	354.62009	27.02687	103.49834	-33.07682	0.0312
N507a	20.91060	33.25535	130.63863	-29.13422	0.0164
A2597	351.33179	-12.12457	65.34428	-64.85158	0.0852
Z5029	184.42203	3.66044	282.51248	65.18564	0.0750
A0133	15.67360	-21.88056	149.54172	-84.16164	0.0604
A2244	255.67487	34.05783	56.78458	36.31460	0.0970
RXJ2114	318.47522	2.55637	53.51495	-29.83010	0.0483
A3391	96.59249	-53.69376	262.37610	-25.14953	0.0531
A3827	330.48694	-59.96415	332.20331	-46.37393	0.0993

Tabelle 3.1: *...Fortsetzung.*

Galaxienhaufen	R. A.	Dek.	LII	BII	z
VIRGO	187.70763	12.38955	283.78656	74.49033	0.0035
PERSEUS	49.94553	41.51498	150.57166	-13.26069	0.0183
OPHIUCHUS	258.11148	-23.36338	0.57741	9.27660	0.0280
A3627	243.55458	-60.84295	325.26053	-7.09624	0.0163
AWM7	43.62288	41.57813	146.34372	-15.63263	0.0172
A2319	290.29800	43.94842	75.69302	13.50325	0.0564
TRIANGUL	249.57579	-64.35572	324.60083	-11.51887	0.0510
S636	157.51506	-35.30933	272.94107	19.19951	0.0087
CYG A	299.86658	40.73536	76.19143	5.75699	0.0561
A0644	124.35532	-7.51586	229.93523	15.28849	0.0704
3C129	72.56025	45.02559	160.54070	0.29873	0.0223
PKS0745	116.88367	-19.29548	236.44467	3.03149	0.1028
A0539	79.15595	6.44215	195.71231	-17.71951	0.0288
M49	187.44366	7.99564	286.92307	70.19128	0.0044
N5813	225.29944	1.69813	359.18143	49.84401	0.0064
A3822	328.54379	-57.86683	335.57336	-46.45496	0.0760
A2255	258.19162	64.06404	93.93597	34.92564	0.0800
A3395b	96.69196	-54.54532	263.30997	-25.27056	0.0498
HCG94	349.30411	18.70597	93.87801	-38.79219	0.0417
A3532	194.33751	-30.36980	304.44470	32.48475	0.0555
A0548b	87.15958	-25.46921	230.26991	-24.42536	0.0410
A3528a	193.67079	-29.22539	303.78342	33.64115	0.0553
A3395a	96.90047	-54.44473	263.22910	-25.13118	0.0498
A3628	247.83363	-75.14133	315.69214	-18.04389	0.1492
A3528b	193.59058	-29.01295	303.70282	33.85459	0.0553
A2572	349.60696	18.71675	94.21249	-38.91280	0.0395
A3530	193.92110	-30.34506	304.01947	32.51788	0.0544
N507b	20.79706	33.45871	130.49831	-28.94634	0.0150
A0548a	86.37851	-25.93399	230.49281	-25.24416	0.0424
A3574	207.33051	-30.30867	317.49777	30.92084	0.0141

Tabelle 3.2: Tabelle der Koordinaten für die 30 bearbeiteten Galaxienhaufen, die die Auswahlkriterien nicht erfüllen. Der Virgo-Haufen wird aus den oben genannten Gründen ausgeschlossen. Die Haufen zwischen PERSEUS und Abell 0539 einschließlich liegen projeziert in der galaktischen Scheibe. Die Haufen zwischen M49 und Abell 0548a einschließlich liegen unter dem Flußlimit. Der Röntgenfluß des Haufens Abell 3574 wird durch eine Punktquelle (Abschnitt 4.2.1.4) sehr nahe im Zentrum dominiert. Nach Abziehen eines Modells für diese Quelle sinkt die Zählrate für diesen Haufen unter das Limit.

4 Datenanalyse

In diesem Kapitel werden die einzelnen Schritte der Auswertung beschrieben: vom Akquirieren der Rohdaten bis zur Bestimmung aller Größen, die zur Berechung der Gas- und Gesamtmasse der einzelnen Galaxienhaufen benötigt werden. Als erstes (Abschnitt 4.1) werden die Methoden zur Behandlung der Rohdaten beschrieben. In Abschnitt 4.2 erläutere ich die Methode zur Bestimmung der Zählraten und gebe die Ergebnisse an. Diese Ergebnisse bilden gleichsam den Grundstock der Auswertung, da hier die wichtigsten Daten zur Flußbestimmung ermittelt werden. In Abschnitt 4.3 wird gezeigt, wie die Flächenhelligkeitsanalyse durchgeführt und welche Ergebnisse erlangt wurden. Diese Ergebnisse sind von entscheidender Bedeutung für die spätere Massenbestimmung (Kap. 5). Die Temperaturen des IHGs werden in Abschnitt 4.4 gegeben. Diese spielen eine Rolle bei der Berechnung der Flüsse und Leuchtkräfte (Abschnitt 4.5), aber besonders wichtig werden sie bei der Abschätzung der totalen gravitativen Massen (Abschnitt 5.2). Die bestimmten Flüsse entscheiden schließlich darüber, welche Haufen in die Stichprobe aufgenommen werden.

4.1 Reduktion

Soweit möglich wurden Rohdaten aus dem öffentlichen ROSAT-Archiv benutzt (http://wave.-xray.mpe.mpg.de/rosat), ansonsten Daten des RASS. Die Bild- und Datenverarbeitung wird unterstützt durch das Softwarepaket EXSAS (Zimmermann et al. 1994). Um die Rohdaten zur Auswertung vorzubereiten, müssen einige Standardverfahren angewendet werden. Dazu ist es hilfreich, die wichtigsten Eigenschaften des Detektors in Kombination mit dem Teleskopaufbau zu kennen. Eine detaillierte Beschreibung aller Eigenschaften findet man in (Briel et al. 1996) und den darin enthaltenen Referenzen.

Die effektive Fläche, d. h. die geometrische Sammelfläche multipliziert mit der Empfindlichkeit, ist energieabhängig und abhängig davon, ob die Quelle im Zentrum des Gesichtsfeldes (engl.: on-axis) aufgenommen wurde (Abb. 4.1). Die Abnahme der effektiven Fläche mit zunehmendem Abstand der Quelle zum Zentrum (off-axis-Winkel) bezeichnet man als Vignetting.

Die Punktbildfunktion (PBF) ist ebenfalls abhängig von der Energie des einfallenden Photons und vom off-axis-Winkel. Die on-axis-PBF wurde vor dem Start von ROSAT in der Testanlage PANTER gemessen und ein parametrisiertes Modell aufgestellt. Nach dem Start durchgeführte Messungen an Punktquellen bestätigten, daß das Modell die beobachtete PBF zufriedenstellend wiedergibt (Hasinger et al. 1992). Das Modell der PBF setzt sich aus drei Anteilen zusammen:

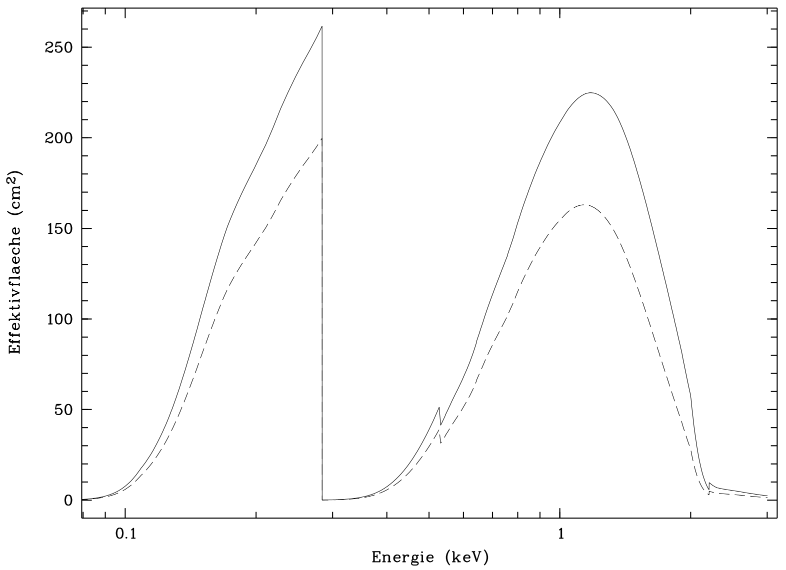

Abbildung 4.1: Effektive Fläche von Teleskopaufbau kombiniert mit PSPC. Die durchgezogene Linie gilt für on-axis-Quellen und die gestrichelte Linie für Quellen mit einem off-axis-Winkel von 30 Bogenminuten (EXSAS-Kalibrationsdateien). Das Minimum bei 0.28 keV ist durch das Material des Eintrittsfensters des PSPCs bedingt (Absorptionskante von Kohlenstoff).

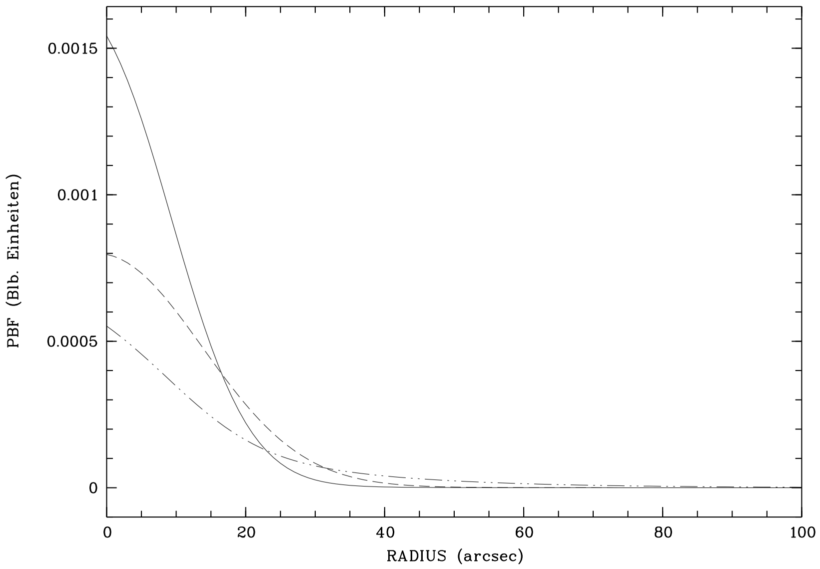

Abbildung 4.2: on-axis-Punktbildfunktion von Teleskopaufbau kombiniert mit PSPC. Die durchgezogene Linie gilt für Photonenenergien von 1 keV, die gestrichelte Linie für 2 keV und die punktgestrichelte Linie für 0.5 keV (EXSAS-Kalibrationsdateien).

- Lorentzfunktion. Beschreibt die durch Mikrorauhheit am Spiegel hervorgerufene Streuung.
- Gaußfunktion. Beschreibt die intrinsische räumliche Auflösung des PSPCs.
- Exponentialfunktion. Beschreibt den kombinierten Beitrag von Fokussierung und Photoneneintritt in den Zähler.

Diese zusammengesetzte PBF ist in Abb. 4.2 zu sehen. Für die Untersuchung relativ naher, ausgedehnter Objekte, wie in dieser Arbeit, sind die Auswirkungen der PBF jedoch vernachlässigbar (vgl. Abb. 4.11).

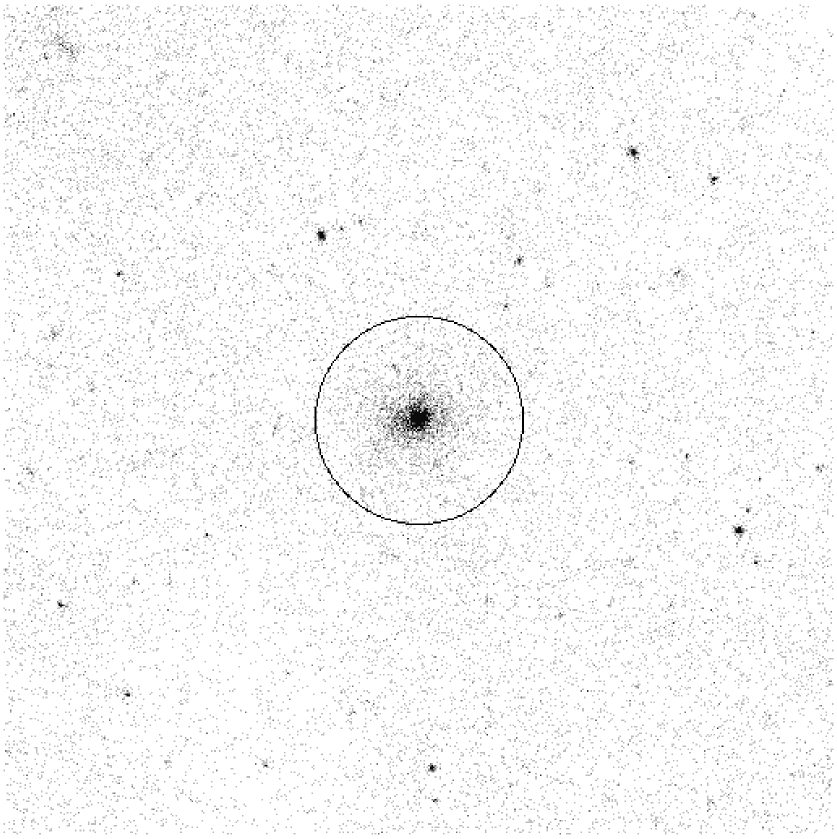

Abbildung 4.3: Rohbild von Abell 3526 (Centaurus Haufen). Die Kantenlänge beträgt acht Grad. Der Kreis deutet das Gesichtsfeld des PSPCs an. Es ist mit bloßem Auge erkennbar, daß die Emission des Haufens über das PSPC-Gesichtsfeld hinausgeht. Neben der ausgedehnten Emission des Galaxienhaufens sind noch Punktquellen und Photonen des Hintergrunds zu sehen.

Vor der Weitergabe der Rohdaten an die Benutzer werden in einer Standardprozedur den in den einzelnen Detektorbildpunkten registrierten Photonen an den Himmel projezierte Koordinaten (Himmelspixel) zugewiesen (d. h. die Richtung aus der das jeweilige Photon am wahrscheinlichsten kam). Die Belichtungszeiten für die einzelnen Himmelspixel werden in einer Belichtungskarte gespeichert, um bei der weiteren Auswertung jedes Photon mit seiner Belichtungszeit wichten zu können. Die für pointierte Beobachtungen angegebene effektive Belichtungszeit ist auf den on-axis-Fall normiert. Ebenso ist eine Vignetting-Korrektur in der Belichtungskarte integriert.

Um ein Bild einer Aufnahme darzustellen, werden die registrierten Photonen einer bestimmten Anzahl von Himmelspixeln in einen Bildpunkt (Framepixel) summiert (gebinnt). Bei den pointierten Beobachtungen wurde eine Bingröße für einen Framepixel von 30 Himmelspixeln gewählt. Dies entspricht 15 Bogensekunden. Für RASS-Bilder wurde die Bingröße immer so gewählt, daß das resultierende Bild 512 Framepixel Kantenlänge hat.

Für alle Bearbeitungen wurden nur die Photonen berücksichtigt, die im harten ROSAT-Band ($0.5 - 2.0\,\mathrm{keV}$) liegen. Das Verwerfen von Photonen im Energiebereich $0.1 - 0.5\,\mathrm{keV}$ liegt in dem hohen Anteil von Hintergrundsphotonen in diesem Bereich begründet. Oberhalb von $2.0\,\mathrm{keV}$ wird die effektive Fläche von Teleskop mit PSPC sehr klein (Abb. 4.1).

Soweit möglich wurden zur Analyse der Galaxienhaufen pointierte PSPC-Beobachtungen benutzt. Für einige Haufen sind jedoch keine pointierten Beobachtungen vorhanden. Andere Haufen erscheinen am Himmel größer als das Gesichtsfeld des PSPCs (Abb. 4.3). Dies würde eine gute Hintergrundsbestimmung erschweren. Aus diesen Gründen wurden für 23 Haufen RASS Bilder verwendet. Man beachte, daß für den RASS ein anderer PSPC benutzt wurde, als für die pointierten Beobachtungen. Diese sind zwar baugleich, unterscheiden sich aber dennoch geringfügig in ihren Eigenschaften. Aus diesem Grund benutzt man unter anderem unterschiedliche Kalibrationstabellen für die effektiven Flächen der beiden PSPCs.

Um die Morphologie eines Galaxienhaufens anschaulicher darzustellen, ist es nützlich, ein Isophoten-Konturbild zu erzeugen. Dazu wird das Bild mit einem Gaußfilter geglättet und dann Linien gleicher Flächenhelligkeit eingezeichnet. Ein solches Konturbild für den Haufen MKW 4 ist in Abb. 4.4 dargestellt.

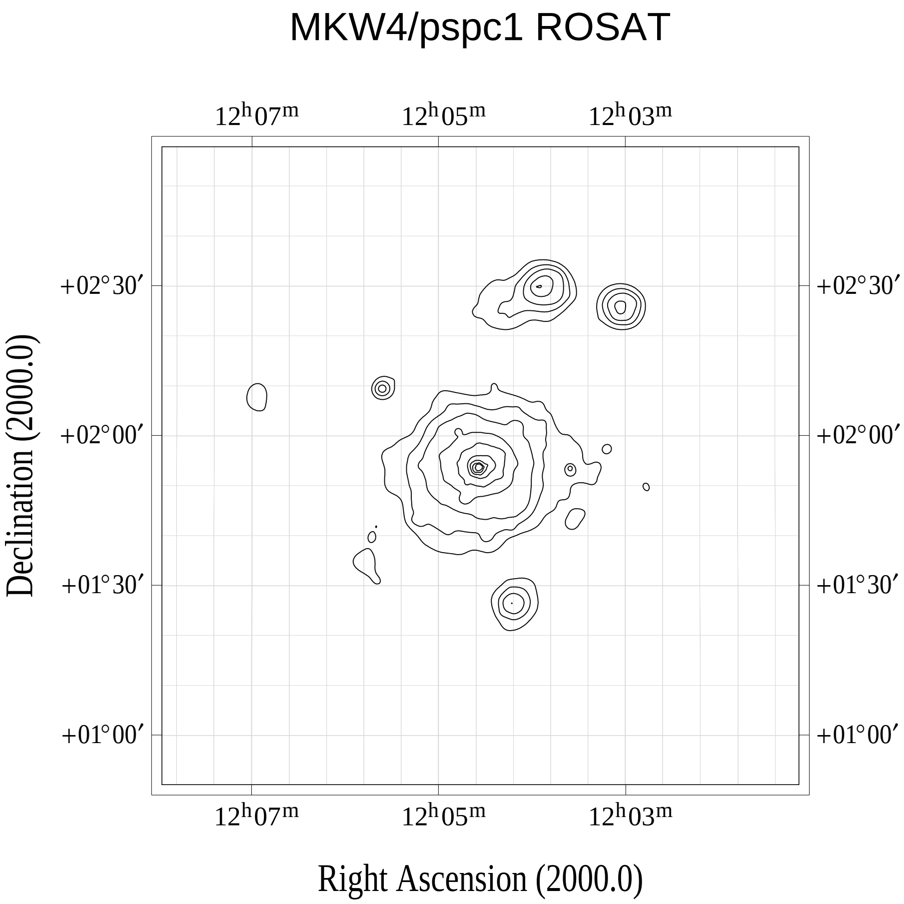

Abbildung 4.4: Konturbild des Galaxienhaufens MKW 4, belichtungs- und vignettingkorrigiert. Das Bild wurde mit einer variablen Gauß-Funktion gefaltet, deren Standardabweichung σ zum Zentrum hin abnimmt. Dadurch bleiben Strukturen auf unterschiedlichen Längenskalen besser sichtbar.

4.2 Zählratenanalyse

Die Zählraten der Galaxienhaufen haben als Grundlage für die Flußbestimmung (siehe Abschnitt 4.5) eine große Bedeutung. Ihre Bestimmung muß daher sehr sorgfältig und einheitlich vorgenommen werden. Als Zählrate im harten Energieband ($0.5 - 2.0\,\mathrm{keV}$) C_{H} eines Galaxienhaufens bezeichnet man die Gesamtzahl Photonen innerhalb des Haufenradius, die pro Sekunde vom PSPC registriert werden, abzüglich der Hintergrundphotonen. Dabei müssen natürlich die voneinander abweichenden Belichtungszeiten der einzelnen Himmelspixel berücksichtigt werden (Abschnitt 4.1). Wie man C_{H} homogen bestimmt und wie wichtige Parameter definiert sind, wird in diesem Abschnitt gezeigt. Beispielsweise müssen der Rand und das Zentrum eines Galaxienhaufens eindeutig definiert sein.

4.2.1 Methode

4.2.1.1 Zentrumsbestimmung

Das geometrische Zentrum der Beobachtung wird als Startwert für die automatische Zentrumssuche benutzt. Es werden 2 Mittelpunkte bestimmt: ein lokaler Mittelpunkt, indem eine Schwerpunktsuche, gewichtet nach Zählrate pro Himmelspixel, um die Startkoordinaten mit einem engen Radius (hier 3 Bogenminuten) durchgeführt wird, sowie ein globales Zentrum mit einem weiter gefaßten Suchradius (7.5 Bogenminuten; diese Zahlenwerte liefern in der Praxis brauchbare Ergebnisse). Dieses Verfahren wird jeweils iterativ durchgeführt bis ein stabiles Zentrum gefunden ist. Bei Beobachtungen, in denen der Haufen nicht in der Mitte liegt, wird der Startpunkt per Hand an einer Stelle festgelegt, an der eine hohe Photonenzahl registriert wurde. Für die Koordinatenangaben der Galaxienhaufen in den Tabellen 3.1 und 3.2 wurde jeweils das lokale Zentrum benutzt, da dies am ehesten die Stelle der absolut maximalen Gasdichte, und somit das Minimum des Potentialtopfes, wiedergibt.

4.2.1.2 Hintergrundsbestimmung

Zur Bestimmung von C_{H} muß der Röntgenhintergrund subtrahiert werden. Die Flächenhelligkeit des Hintergrunds wird ermittelt, indem man die Zählrate in einem Ring außerhalb des Haufens mißt. Um dabei den Einfluß diskreter heller Quellen zu verringern, wird dieser Ring in zwölf gleich große Segmente unterteilt und dann der Median der pro Segment ermittelten flußgemittelten Zählraten (Abschnitt 4.2.1.3) und die Standardabweichung σ bestimmt. Anschließend werden alle Segmente mit Zählraten die außerhalb des $2.3\,\sigma$-Bereichs liegen verworfen und aus den restlichen Segmenten der Mittelwert gebildet. Der Wert von 2.3 hat sich als praktischer Schwellenwert bewährt, da störende Einflüsse zufriedenstellend eliminiert werden (vgl. auch Abschnitt 4.2.1.6 und Abb. 4.9) und in den meisten Fällen genügend Segmente zur Mittelwertsbildung übrig bleiben. In den seltenen Fällen, in denen kein Segment innerhalb des $2.3\,\sigma$-Bereichs lag, wurde der Schwellenwert auf 2.7 erhöht. Zur Veranschaulichung siehe Abbildung 4.5.

4.2.1.3 Integrierte Zählrate

Die Fläche um das globale Zentrum wird in konzentrische Ringe unterteilt. Das globale Zentrum wird gewählt, da für die integrierte Zählrate die Gesamtemission des Haufens entscheidend ist. Bei pointierten Beobachtungen mit einem Sichtfeldradius von ca. einem Grad

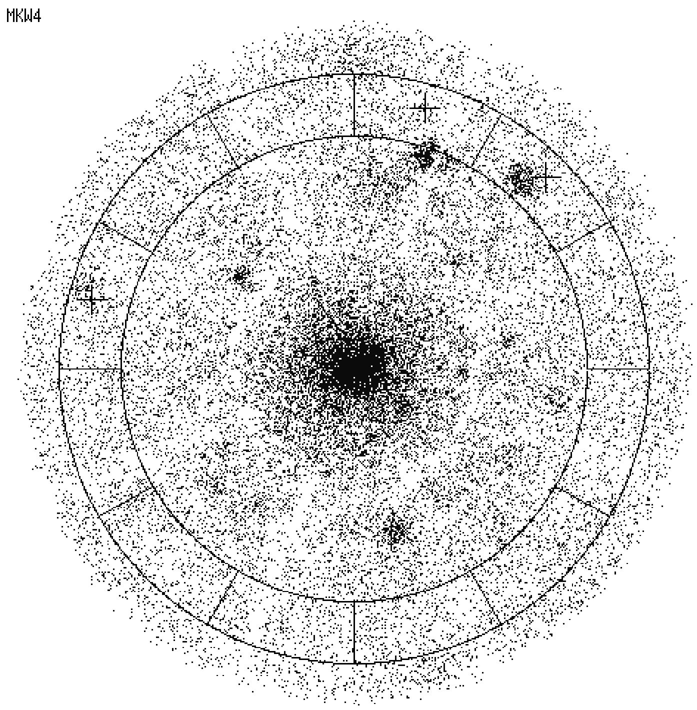

Abbildung 4.5: Dem Rohbild des Galaxienhaufens MKW 4 überlagert sieht man hier den Ring, in dem die Flächenhelligkeit des Hintergrunds bestimmt wird. Segmente, in denen ein Kreuz zu sehen ist, werden verworfen (Abschnitt 4.2.1.2). Aus den anderen wird der Mittelwert gebildet. Der Radius des Gesichtsfeldes der pointierten Beobachtung beträgt ein Grad.

werden 200 Ringe mit einer Breite von jeweils 30 Himmelspixeln (15 Bogensekunden) gewählt. Bei RASS-Bildern benutze ich wegen der geringeren Photonenanzahl eine Ringbreite von 30 Bogensekunden. Bei den RASS-Bildern von 3 Haufen (3C 129, Abell 3628 und S 636) war in einem oder mehreren Ringen kein Photon gezählt worden. Für diese Haufen wurde dann eine Ringbreite von 50 Bogensekunden gewählt. Die Anzahl der Ringe ist abhängig von der Größe des Feldes. Bei $2 \cdot 2\,\square^\circ$ Feldern sind es 100, bei $4 \cdot 4\,\square^\circ$ Feldern 200, bei $6 \cdot 6\,\square^\circ$ und $8 \cdot 8\,\square^\circ$ Feldern 300. Bei den 3 Ausnahmen sind es natürlich entsprechend weniger.

In jedem Ring werden nun alle Photonen flußgemittelt summiert, d. h. jedes Röntgenquant wird geteilt durch die Belichtungszeit des Himmelspixels in dem es registriert wurde. Die Summe dieser Brüche ergibt die Zählrate bezogen auf die Gesamtfläche des Ringes. Hiervon wird die Hintergrundzählrate bezogen auf die Ringfläche subtrahiert. Diese Ringzählraten werden integriert, so daß man bei einem bestimmten Radius die Gesamtzählrate innerhalb dieses Radius' erhält. Für den Galaxienhaufen Abell 2029 erhält man z. B. den Graphen in Abbildung 4.6.

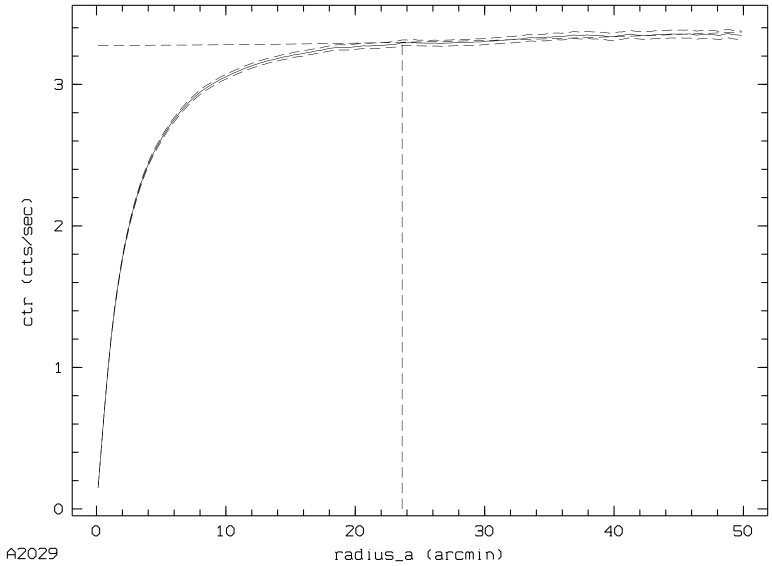

Abbildung 4.6: Integrierte Zählrate des Galaxienhaufens Abell 2029 (durchgezogene Linie). Die einhüllenden gestrichelten Linien stellen den Poissonfehler dar. Die Bedeutung der horizontal und vertikal verlaufenden gestrichelten Linien wird im Text erklärt (Abschnitt 4.2.1.5 und 4.2.1.6).

4.2.1.4 Punktquellen

Galaxienhaufen sind nicht die einzigen Röntgenquellen am Himmel. Es gibt eine Reihe von weiteren Quellen, z. B. aktive galaktische Kerne (AGN) und Röntgendoppelsternsysteme. Ein Unterscheidungsmerkmal ist die Ausdehnung einer Quelle. Das Röntgenstrahlung emittierende IHG (Abschnitt 2.1.2) ist bei den meisten sehr nahen Galaxienhaufen räumlich weiter ausgedehnt als die kombinierte Auflösung von Teleskop und PSPC (Abschnitt 4.1). Das registrierte Flächenhelligkeitsprofil vieler anderer Quellen entspricht dagegen der Punktbildfunktion, weil ihre scheinbare Größe unterhalb der Auflösung des Instruments liegt. Diese Quellen werden deshalb auch als Punktquellen bezeichnet. Man findet außer Galaxienhaufen natürlich auch andere ausgedehnte Quellen, z. B. Supernovaüberreste. Punktquellen befinden sich fast immer auch innerhalb der projezierten Galaxienhaufenfläche und verfälschen deren Flächenhelligkeitsprofil. Deshalb versucht man sie soweit wie möglich 'herauszuschneiden'. Ließe man allerdings einfach Teilflächen innerhalb des Haufens unberücksichtigt, würde man die Emission unterschätzen. Deshalb wird die Zählrate einer herausgeschnittenen Teilfläche eines Rings gleich der durchschnittlichen Zählrate der restlichen Ringfläche gesetzt. Bei einigen Haufen war es angebracht, ganze Kreissektoren auszuschneiden. Dies wurde nach dem gleichen Prinzip durchgeführt.

4.2.1.5 Abschneideradius

Zur Bestimmung der integrierten Zählrate wird bis zu einem Abschneideradius integriert, bei dem ein möglichst großer Anteil des Flusses des Galaxienhaufens gemessen wird. Es hat sich gezeigt, daß folgende Methode zu recht guten Resultaten führt: Der Rand des Galaxienhaufens wird als der Radius R_{cut} definiert, bei dem der relative Fehler der Zählrate schneller steigt, als die Zählrate selber. Die Vergleichspunkte liegen bei einer Ringbreite von 15 Bogensekunden bis zu zwei Bogenminuten auseinander. R_{cut} ist in Abbildung 4.6 durch die vertikale gestrichelte Linie gekennzeichnet.

4.2.1.6 Hintergrundskorrektur

Unter der Annahme eines korrekt gemessenen, homogenen Röntgenhintergrunds in der Nähe des Galaxienhaufens, müßte die integrierte Zählrate eine Sättigung erreichen, d. h. ab R_{cut} hätte die Kurve eine Steigung von nahezu Null (Abb. 4.6). Leider gibt es Haufen, bei denen möglicherweise der Wert der Flächenhelligkeit des Hintergrunds zu hoch oder zu niedrig bestimmt wurde (z. B. bei EXO 0422 in Abb. 4.7). Aus diesem Grund wird für $R > R_{\text{cut}}$ eine Parabel der Form $y = mx^2 + b$ numerisch an die Kurve angepaßt (ein über- oder unterschätzter Hintergrund geht quadratisch in diese Kurve ein, da die Ringfläche quadratisch steigt). Je nach Vorzeichen von m wird der Wert der Flächenhelligkeit des Hintergrunds um ein Prozent erniedrigt oder erhöht und die integrierte Zählrate erneut berechnet. Dieses Verfahren wiederholt sich so oft, bis daß $|m|$ den Schwellenwert von $1.0 \cdot 10^{-6}$ unterschreitet. Dieser Wert liefert für eine angemessene Zahl von Iterationen (beschränkt auf 51) und dem Summanden von 1% passable Ergebnisse. Im Fall von EXO 0422 führt diese Korrektur des Hintergrundwertes auf die Kurve in Abbildung 4.8. Mögliche Erklärungen dafür, daß die integrierte Zählrate nicht in eine Sättigung übergeht, sind z. B. eine Verteilung von diskreten Quellen in allen Segmentflächen oder ein abweichender, tatsächlicher Wert für den Hintergrund bei den Segmentflächen. Im ersten Fall wäre die korrigierte integrierte Zählrate zu bevorzugen, im zweiten die gemessene. In dem gezeigten Beispiel scheint nach Inspektion des Bildes letztere Erklärung die wahrscheinlichere.

4.2.2 Ergebnisse

Die Resultate der Zählratenanalyse sind in den Tabellen 4.1 und 4.2 zusammengefaßt. Die Abweichungen in den Zählraten, verursacht durch Über- oder Unterschätzen des Hintergrunds, haben sich als gering erwiesen (siehe Abb. 4.9). Aus diesem Grund wurden für alle Haufen die gemessenen Werte des Hintergrunds zur Bestimmung der Zählrate verwendet. Ergebnisse für den Virgo-Haufen werden nicht gegeben, da wegen der Größe dieses Haufens die Kapazitäten der hier verwendeten Verfahren nicht ausreichen, um eine korrekte Bestimmung zu gewährleisten.

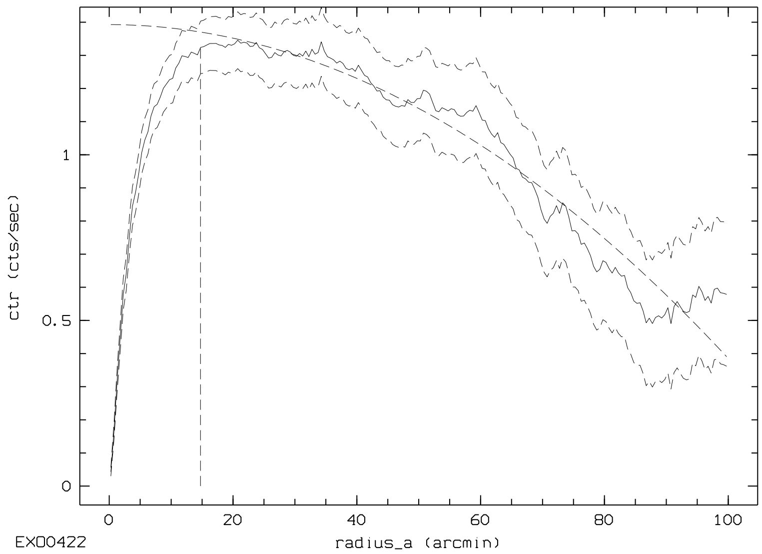

Abbildung 4.7: Bestimmung der integrierten Zählrate des Galaxienhaufens EXO 0422 unter Benutzung der gemessenen Flächenhelligkeit des Hintergrunds. Dieser Haufen wurde ausgewählt, um die Wirkung der Hintergrundskorrektur zu veranschaulichen. Bei den meisten anderen Haufen ist der Effekt kleiner. Man erkennt auch die geringere Belichtungszeit dieses RASS-Bildes an den größeren Poissonfehlern im Vergleich zu der pointierten Beobachtung von Abell 2029 (Abb. 4.8).

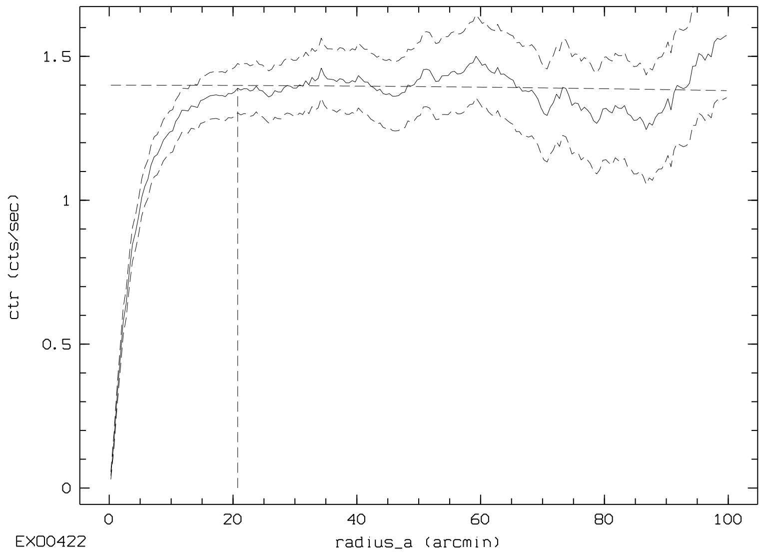

Abbildung 4.8: Bestimmung der integrierten Zählrate des Galaxienhaufens EXO 0422 unter Benutzung der korrigierten Flächenhelligkeit des Hintergrunds (Beschreibung siehe Abschnitt 4.2.1.6). Die korrigierte Zählrate weicht jedoch nur um 5% von der unkorrigierten ab. Diese Abweichung liegt innerhalb des statistischen Fehlers.

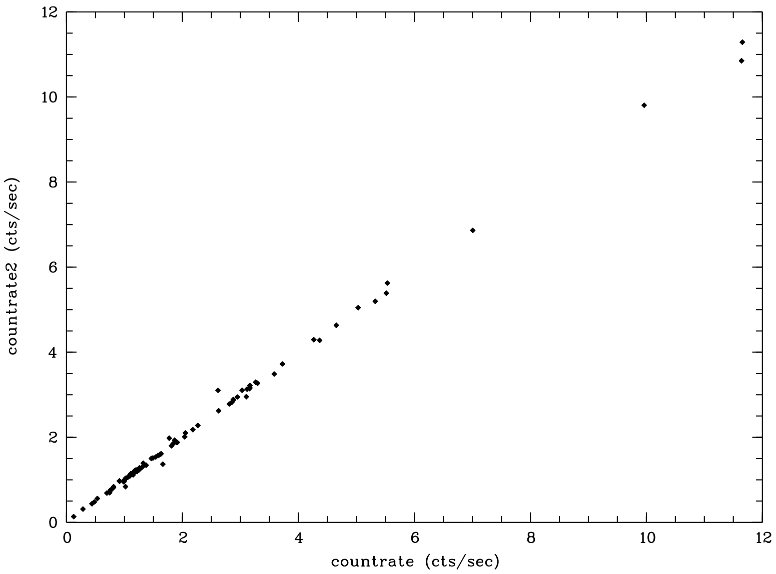

Abbildung 4.9: Auf der Abszisse sind die Zählraten, bestimmt mit den gemessenen Werten für den Hintergrund, aufgetragen. Für die Zählraten auf der Ordinate wurden die korrigierten Hintergrundswerte verwendet. Auf Fehlerbalken wurde zugunsten der Übersichtlichkeit verzichtet. Die Haufen Perseus und Coma wurden wegen ihrer hohen Zählraten in diesem Diagramm nicht mit eingezeichnet. Die Abweichungen der Zählraten dieser beiden Haufen sind ebenfalls nur minimal. Bei der einzigen starken Abweichung der Zählraten bei dem Haufen S 636 ($C_{\rm H} = 2.6\frac{\rm Photonen}{\rm s}$) scheint die Ursache eine Kombination von variierendem Hintergrund und einigen diskreten Quellen in nicht verworfenen Segmentflächen zu sein.

Galaxienhaufen	C_{H} $[\frac{\mathrm{Photonen}}{\mathrm{s}}]$	ΔC_{H} $[\frac{\mathrm{Photonen}}{\mathrm{s}}]$	R_{cut} [Mpc]	Hintergrund $[\frac{\mathrm{Photonen}}{\mathrm{s \cdot Bogenminute^2}}]$	Fehler Hgd. $[\frac{\mathrm{Photonen}}{\mathrm{s \cdot Bogenminute^2}}]$
PERSEUS	40.72	0.33	3.30	$0.2351E-03$	$0.62E-05$
COMA	17.31	0.24	4.02	$0.2973E-03$	$0.49E-05$
A3526	11.66	0.26	1.64	$0.3447E-03$	$0.72E-05$
OPHIUCHUS	11.64	0.23	2.29	$0.5776E-03$	$0.17E-04$
A3627	9.96	0.30	2.20	$0.7346E-03$	$0.11E-04$
AWM7	7.01	0.14	1.58	$0.2749E-03$	$0.54E-05$
A3571	5.53	0.04	2.19	$0.5264E-03$	$0.92E-05$
FORNAX	5.52	0.26	0.42	$0.4428E-03$	$0.19E-04$
A2199	5.33	0.10	2.11	$0.3548E-03$	$0.76E-05$
A2319	5.03	0.05	3.57	$0.3543E-03$	$0.97E-05$
A1060	4.65	0.15	0.95	$0.3648E-03$	$0.68E-05$
A0262	4.37	0.17	1.48	$0.4730E-03$	$0.11E-04$
TRIANGUL	4.27	0.03	2.52	$0.4543E-03$	$0.69E-05$
A0496	3.72	0.03	1.78	$0.5037E-03$	$0.74E-05$
A0085	3.58	0.02	2.87	$0.3166E-03$	$0.58E-05$
A2029	3.29	0.02	2.78	$0.5434E-03$	$0.10E-04$
A3667	3.26	0.02	2.49	$0.4958E-03$	$0.72E-05$
A3574	3.16	0.03	0.71	$0.4356E-03$	$0.71E-05$
N5044	3.16	0.02	0.56	$0.4991E-03$	$0.52E-05$
A3558	3.16	0.01	2.12	$0.5757E-03$	$0.88E-05$
A1795	3.11	0.01	2.07	$0.3600E-03$	$0.35E-05$
N4636	3.10	0.22	0.40	$0.4218E-03$	$0.81E-05$
2A0335	3.03	0.02	1.54	$0.5969E-03$	$0.80E-05$
A1367	2.95	0.02	1.55	$0.3342E-03$	$0.39E-05$
A3266	2.88	0.02	2.99	$0.3247E-03$	$0.42E-05$
A2142	2.88	0.02	3.05	$0.3078E-03$	$0.62E-05$
A4038	2.85	0.04	1.35	$0.3187E-03$	$0.81E-05$
A2256	2.81	0.04	3.09	$0.4567E-03$	$0.11E-04$
A2147	2.62	0.09	1.87	$0.6466E-03$	$0.21E-04$
S636	2.61	0.13	0.64	$0.4627E-03$	$0.86E-05$
A2052	2.26	0.02	1.12	$0.6359E-03$	$0.89E-05$
HYDRA A	2.18	0.01	1.66	$0.2645E-03$	$0.47E-05$
A0401	2.05	0.02	3.47	$0.2687E-03$	$0.74E-05$
A2063	2.04	0.03	2.13	$0.6637E-03$	$0.76E-05$
A3158	1.91	0.03	1.94	$0.2523E-03$	$0.79E-05$
CYG A	1.89	0.02	2.06	$0.7539E-03$	$0.10E-04$
A0119	1.87	0.02	2.22	$0.3281E-03$	$0.49E-05$
A1644	1.84	0.09	1.85	$0.3623E-03$	$0.21E-04$
A0478	1.83	0.01	3.12	$0.1716E-03$	$0.39E-05$
A0644	1.81	0.02	4.08	$0.2287E-03$	$0.49E-05$
RXJ0419	1.77	0.09	0.51	$0.3282E-03$	$0.12E-04$
A3562	1.66	0.02	3.83	$0.4444E-03$	$0.58E-05$
A1736	1.63	0.10	1.91	$0.4553E-03$	$0.23E-04$
A4059	1.61	0.02	1.77	$0.2977E-03$	$0.64E-05$
A3581	1.60	0.05	0.64	$0.5417E-03$	$0.25E-04$

Tabelle 4.1: Angegeben sind die Zählraten mit Poissonfehlern, die Abschneideradien und die gemessenen Werte für den Hintergrund mit Poissonfehlern. *Fortsetzung ...*

Galaxienhaufen	C_{H} $[\frac{\text{Photonen}}{\text{s}}]$	ΔC_{H} $[\frac{\text{Photonen}}{\text{s}}]$	R_{cut} [Mpc]	Hintergrund $[\frac{\text{Photonen}}{\text{s}\cdot\text{Bogenminute}^2}]$	Fehler Hgd. $[\frac{\text{Photonen}}{\text{s}\cdot\text{Bogenminute}^2}]$
MKW3S	1.58	0.02	1.39	$0.6229E-03$	$0.97E-05$
A0754	1.54	0.02	1.91	$0.2277E-03$	$0.58E-05$
3C129	1.49	0.09	1.60	$0.2960E-03$	$0.15E-04$
A3112	1.46	0.02	1.78	$0.3411E-03$	$0.66E-05$
A0576	1.37	0.09	2.32	$0.2342E-03$	$0.17E-04$
EXO0422	1.32	0.08	0.94	$0.3661E-03$	$0.11E-04$
A0399	1.31	0.07	3.18	$0.2478E-03$	$0.16E-04$
PKS0745	1.26	0.01	2.36	$0.2110E-03$	$0.44E-05$
M49	1.26	0.01	0.28	$0.4534E-03$	$0.43E-05$
MKW8	1.26	0.11	1.90	$0.3469E-03$	$0.11E-04$
A1651	1.25	0.02	2.03	$0.3752E-03$	$0.89E-05$
A1650	1.22	0.08	3.17	$0.3595E-03$	$0.21E-04$
S1101	1.21	0.01	0.95	$0.3047E-03$	$0.47E-05$
A2589	1.20	0.02	1.48	$0.2581E-03$	$0.62E-05$
A2065	1.19	0.07	3.04	$0.3442E-03$	$0.18E-04$
A0539	1.18	0.02	1.36	$0.2820E-03$	$0.53E-05$
A2204	1.18	0.02	2.36	$0.8844E-03$	$0.13E-04$
MKW4	1.17	0.02	1.23	$0.3595E-03$	$0.55E-05$
A3376	1.15	0.02	2.89	$0.2254E-03$	$0.42E-05$
A0400	1.12	0.01	1.83	$0.2006E-03$	$0.30E-05$
A2657	1.11	0.01	1.44	$0.2644E-03$	$0.43E-05$
A2634	1.10	0.02	1.79	$0.2727E-03$	$0.57E-05$
N507a	1.09	0.01	0.87	$0.2949E-03$	$0.61E-05$
A2597	1.07	0.01	1.43	$0.2586E-03$	$0.63E-05$
Z5029	1.07	0.01	2.55	$0.3500E-03$	$0.80E-05$
A0133	1.06	0.01	1.61	$0.3124E-03$	$0.49E-05$
A2244	1.02	0.02	2.54	$0.2718E-03$	$0.84E-05$
RXJ2114	1.02	0.08	3.09	$0.2654E-03$	$0.91E-05$
N5813	1.00	0.07	0.17	$0.5797E-03$	$0.16E-04$
A3391	1.00	0.02	1.98	$0.5086E-03$	$0.11E-04$
A3827	0.99	0.06	2.17	$0.2987E-03$	$0.20E-04$
A3822	0.91	0.07	2.71	$0.3552E-03$	$0.18E-04$
A2255	0.91	0.01	2.64	$0.2727E-03$	$0.59E-05$
A3395b	0.81	0.03	1.45	$0.4631E-03$	$0.13E-04$
HCG94	0.81	0.01	2.09	$0.2483E-03$	$0.32E-05$
A3532	0.79	0.01	1.69	$0.3542E-03$	$0.54E-05$
A0548b	0.77	0.01	2.13	$0.2531E-03$	$0.52E-05$
A3528a	0.76	0.01	1.35	$0.7328E-03$	$0.14E-04$
A3395a	0.74	0.03	1.39	$0.4621E-03$	$0.16E-04$
A3628	0.70	0.10	2.81	$0.4706E-03$	$0.39E-04$
A3528b	0.53	0.01	1.33	$0.7471E-03$	$0.13E-04$
A2572	0.48	0.01	0.99	$0.2665E-03$	$0.56E-05$
A3530	0.44	0.01	1.55	$0.3461E-03$	$0.84E-05$
N507b	0.28	0.01	0.16	$0.3277E-03$	$0.58E-05$
A0548a	0.12	0.01	0.70	$0.5896E-03$	$0.17E-04$

Tabelle 4.1: . . . *Fortsetzung.*

Galaxienhaufen	$C_{\mathrm{H}}^{\mathrm{kor}}$ $[\frac{\mathrm{Photonen}}{\mathrm{s}}]$	$\Delta C_{\mathrm{H}}^{\mathrm{kor}}$ $[\frac{\mathrm{Photonen}}{\mathrm{s}}]$	$R_{\mathrm{cut}}^{\mathrm{kor}}$ [Mpc]	HKI	Feld
PERSEUS	40.48	0.33	3.29	3	RASS $6 \cdot 6$
COMA	17.72	0.24	4.04	4	RASS $6 \cdot 6$
A3526	11.29	0.25	1.48	51	RASS $8 \cdot 8$
OPHIUCHUS	10.85	0.22	2.20	16	RASS $8 \cdot 8$
A3627	9.80	0.30	2.19	1	RASS $6 \cdot 6$
AWM7	6.86	0.14	1.55	5	RASS $8 \cdot 8$
A3571	5.63	0.04	2.35	4	P. Beob.
FORNAX	5.39	0.25	0.40	2	RASS $8 \cdot 8$
A2199	5.19	0.09	1.64	7	RASS $8 \cdot 8$
A2319	5.05	0.05	3.57	1	P. Beob.
A1060	4.63	0.15	0.93	41	RASS $8 \cdot 8$
A0262	4.28	0.17	1.48	6	RASS $8 \cdot 8$
TRIANGUL	4.29	0.03	2.54	2	P. Beob.
A0496	3.72	0.03	1.78	0	P. Beob.
A0085	3.49	0.02	2.00	7	P. Beob.
A2029	3.27	0.02	2.75	2	P. Beob.
A3667	3.29	0.02	2.77	2	P. Beob.
A3574	3.22	0.03	0.84	2	P. Beob.
N5044	3.16	0.02	0.56	0	P. Beob.
A3558	3.14	0.01	2.10	1	P. Beob.
A1795	3.13	0.01	2.14	3	P. Beob.
N4636	2.95	0.21	0.37	2	RASS $8 \cdot 8$
2A0335	3.10	0.02	1.61	5	P. Beob.
A1367	2.95	0.02	1.55	0	P. Beob.
A3266	2.88	0.02	2.99	0	P. Beob.
A2142	2.89	0.03	3.09	2	P. Beob.
A4038	2.82	0.04	1.33	3	P. Beob.
A2256	2.78	0.04	2.95	2	P. Beob.
A2147	2.62	0.09	1.87	0	P. Beob.
S636	3.10	0.15	0.89	51	RASS $8 \cdot 8$
A2052	2.28	0.02	1.14	1	P. Beob.
HYDRA A	2.18	0.01	1.66	0	P. Beob.
A0401	2.10	0.02	3.81	6	P. Beob.
A2063	2.01	0.03	2.04	1	P. Beob.
A3158	1.88	0.03	1.92	9	P. Beob.
CYG A	1.88	0.02	2.06	1	P. Beob.
A0119	1.93	0.02	2.70	4	P. Beob.
A1644	1.85	0.09	1.85	2	RASS $2 \cdot 2$
A0478	1.83	0.01	3.12	0	P. Beob.
A0644	1.80	0.02	4.02	1	P. Beob.
RXJ0419	1.98	0.11	0.71	10	RASS $4 \cdot 4$
A3562	1.37	0.01	2.01	8	P. Beob.
A1736	1.61	0.10	1.88	1	RASS $2 \cdot 2$
A4059	1.60	0.02	1.72	2	P. Beob.
A3581	1.59	0.05	0.63	2	P. Beob.

Tabelle 4.2: Angegeben sind die korrigierten Zählraten mit Poissonfehlern, die korrigierten Abschneideradien, die Anzahl der Hintergrund-Korrektur-Iterationen (HKI), sowie das Beobachtungsfeld: P. Beob.: Pointierte Beobachtung, RASS $i \cdot i$: $i \cdot i \, \square^\circ$ RASS-Bild. *Fortsetzung* ...

Galaxienhaufen	$C_{\mathrm{H}}^{\mathrm{kor}}$ $[\frac{\mathrm{Photonen}}{\mathrm{s}}]$	$\Delta C_{\mathrm{H}}^{\mathrm{kor}}$ $[\frac{\mathrm{Photonen}}{\mathrm{s}}]$	$R_{\mathrm{cut}}^{\mathrm{kor}}$ [Mpc]	HKI	Feld
MKW3S	1.57	0.02	1.39	1	P. Beob.
A0754	1.54	0.02	1.91	0	P. Beob.
3C129	1.51	0.09	1.60	51	RASS $2 \cdot 2$
A3112	1.50	0.02	2.06	10	P. Beob.
A0576	1.34	0.09	2.32	3	RASS $2 \cdot 2$
EXO0422	1.39	0.09	1.32	9	RASS $4 \cdot 4$
A0399	1.30	0.07	3.18	1	RASS $2 \cdot 2$
PKS0745	1.27	0.01	2.44	3	P. Beob.
M49	1.28	0.01	0.28	1	P. Beob.
MKW8	1.24	0.11	1.90	1	RASS $4 \cdot 4$
A1651	1.25	0.02	2.03	0	P. Beob.
A1650	1.20	0.08	3.17	3	RASS $2 \cdot 2$
S1101	1.24	0.01	1.64	6	P. Beob.
A2589	1.20	0.02	1.48	0	P. Beob.
A2065	1.23	0.07	3.09	3	RASS $2 \cdot 2$
A0539	1.22	0.02	1.37	5	P. Beob.
A2204	1.21	0.02	3.29	4	P. Beob.
MKW4	1.17	0.02	1.23	0	P. Beob.
A3376	1.12	0.02	2.86	3	P. Beob.
A0400	1.15	0.01	1.85	2	P. Beob.
A2657	1.15	0.01	1.52	8	P. Beob.
A2634	1.10	0.02	1.79	0	P. Beob.
N507a	1.09	0.01	0.87	0	P. Beob.
A2597	1.07	0.01	1.43	0	P. Beob.
Z5029	1.08	0.01	2.55	2	P. Beob.
A0133	1.06	0.01	1.61	1	P. Beob.
A2244	1.03	0.02	2.64	5	P. Beob.
RXJ2114	0.84	0.06	2.15	11	RASS $4 \cdot 4$
N5813	0.98	0.07	0.17	43	RASS $4 \cdot 4$
A3391	1.00	0.02	1.98	0	P. Beob.
A3827	0.95	0.06	1.80	14	RASS $2 \cdot 2$
A3822	0.96	0.07	3.18	6	RASS $2 \cdot 2$
A2255	0.98	0.01	3.22	13	P. Beob.
A3395b	0.84	0.03	1.45	5	P. Beob.
HCG94	0.82	0.01	2.09	1	P. Beob.
A3532	0.80	0.01	1.69	2	P. Beob.
A0548b	0.76	0.01	2.11	1	P. Beob.
A3528a	0.76	0.01	1.35	0	P. Beob.
A3395a	0.70	0.03	1.37	9	P. Beob.
A3628	0.69	0.10	2.81	51	RASS $2 \cdot 2$
A3528b	0.56	0.01	1.55	4	P. Beob.
A2572	0.48	0.01	0.99	1	P. Beob.
A3530	0.44	0.01	1.55	0	P. Beob.
N507b	0.31	0.01	0.31	15	P. Beob.
A0548a	0.14	0.01	0.73	5	P. Beob.

Tabelle 4.2: *... Fortsetzung.*

4.3 Flächenhelligkeitsanalyse

Wie in Abschnitt 2.1.2 beschrieben, wurde eine parametrische Form der Beschreibung des Flächenhelligkeitsprofils und der anschließenden Deprojektion gewählt. Die Parameter werden bestimmt, indem man das Modell (Gl. (2.13)) an das gemessene Flächenhelligkeitsprofil der Galaxienhaufen anpaßt. Mit den so erhaltenen Fitparametern kann dann im Anschluß die Gasmasse berechnet werden (Abschnitt 5.1).

4.3.1 Methode

Um das Flächenhelligkeitsprofil zu bestimmen, wird, wie beim Ermitteln der integrierten Zählrate (Abschnitt 4.2.1.3), die Fläche in konzentrische Ringe eingeteilt. Da die möglichst genaue Bestimmung des β-Parameters für die Bestimmung des Gasdichteprofils wichtig ist, wird das globale Zentrum (Abschnitt 4.2.1.1) als Mittelpunkt gewählt. Die Zählrate jedes Ringes wird durch die Ringfläche geteilt. Der Hintergrund wird nicht abgezogen, sondern ebenfalls angepaßt. Der Wert jedes Ringes wird einzeln aufgetragen. Mittels eines χ^2-Fits nach der Levenberg-Marquart-Methode (Press et al. 1994, Kap. 15.5) wird dann das Modellprofil angepaßt. In Abb. 4.10 sind die Datenpunkte mit statistischen Fehlern, sowie

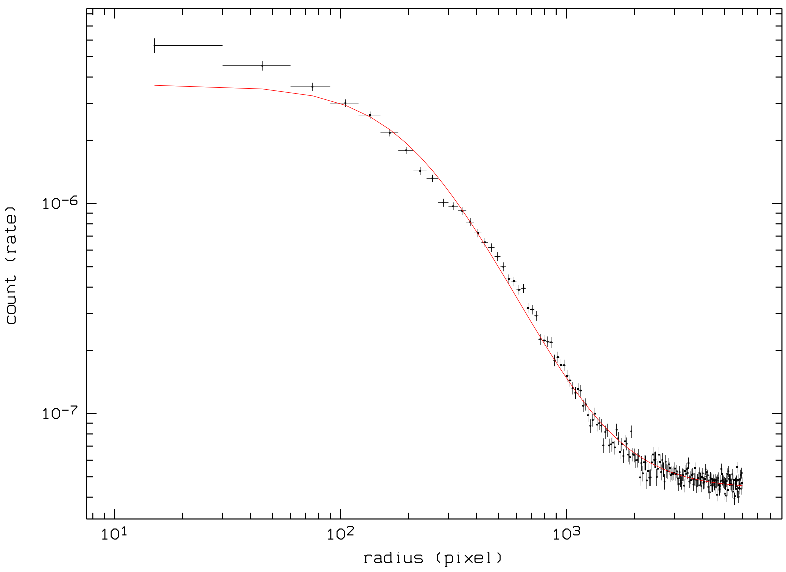

Abbildung 4.10: Flächenhelligkeitsprofil von Abell 2063 mit β-Modell-Fit. Die Flächenhelligkeit ist in Einheiten von Photonen $\cdot\, s^{-1} \cdot$ Himmelspixel^{-2} angegeben und der Radius in Himmelspixeln. Die Ringbreite ist angedeutet durch die horizontalen Balken an den Meßpunkten.

das angepaßte Modell exemplarisch für den Galaxienhaufen Abell 2063 in einem Graphen aufgetragen. Man erkennt hier besonders gut den bei einigen Galaxienhaufen auftretenden zentralen Flächenhelligkeitsexzeß (Abschnitt 2.1.2.1). Der Fit des Doppel-β-Modells für diesen Haufen, bei dem auch die Effekte der (on-axis) Punktbildfunktion (Abschnitt 4.1) berücksichtigt werden, ist in Abb. 4.11 zu sehen. Die Verbesserungen des Doppel-β-Modells in bezug auf die Dichtebestimmung werden in Abschnitt 5.1 besprochen. Insgesamt stimmen die auf beide Arten berechneten Dichtewerte gut überein (Abb. 5.4), was darauf hindeutet, daß systematische Abweichungen vom Flächenhelligkeitsprofil keine großen Auswirkungen auf die Dichtebestimmung haben.

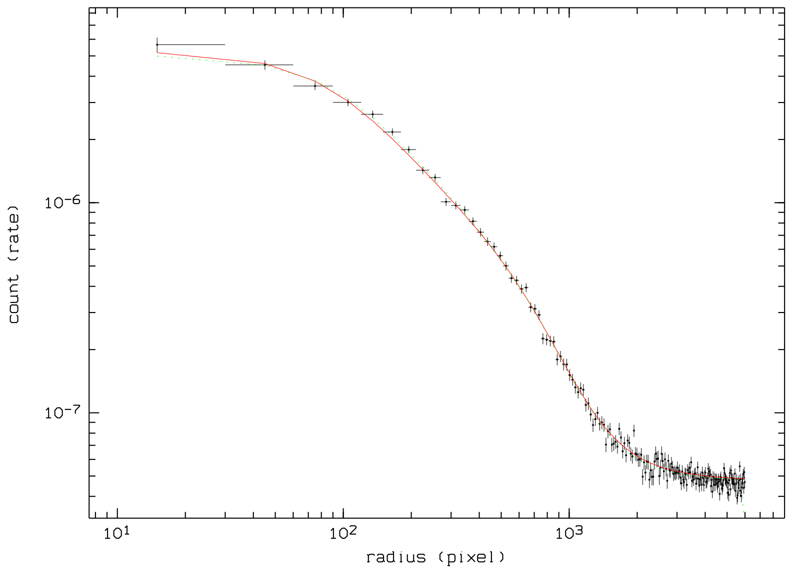

Abbildung 4.11: Flächenhelligkeitsprofil von Abell 2063 mit Doppel-β-Modell-Fit. Die durchgezogene Linie repräsentiert den Fit an die von der Punktbildfunktion entfalteten Datenpunkte. Die gestrichelte Linie ergibt sich, wenn der Fit wieder mit der PBF gefaltet wird. Diese gestrichelte Linie kann mit den abgebildeten, tatsächlich registrierten Werten verglichen werden. Da die hier untersuchten nahen Haufen sehr ausgedehnt erscheinen, ist der Einfluß der PBF jedoch vernachlässigbar.

4.3.2 Ergebnisse

In den Tab. 4.3 und 4.4 sind die erhaltenen Werte der Fitparameter für die einzelnen Galaxienhaufen aufgelistet. Das Doppel-β-Modell wurde nur auf Haufen angewendet, für die eine pointierte Beobachtung zur Verfügung steht, da die PBF des RASS noch nicht in die Fitroutine integriert wurde. Außerdem wurden die Parameterwerte für zehn Haufen verworfen, weil die Anpassung zu negativen Normierungen geführt hatte. Für eine exemplarische Fehlerbetrachtung siehe Abschnitt 5.3.

Für einige Fits erhält man relativ große Werte für das reduzierte χ^2. Dies liegt jedoch im allgemeinen nicht daran, daß für diese Haufen das Modell schlechter paßt, sondern an der Qualität der Daten. Mit steigender Belichtungszeit werden die Poissonfehler der Flächenhelligkeiten der einzelnen Ringe kleiner. Mit diesen Fehlern wird bei der Berechnung von χ^2 gewichtet. D. h., je besser die Daten, desto leichter ist zu erkennen, daß das β-Modell nicht exakt die Natur reproduziert. Dies ist auch nicht zu erwarten, da Galaxienhaufen z. B. nicht streng kugelsymmetrisch sind. Im Großen und Ganzen scheint das β-Modell jedoch die Wirklichkeit ausreichend gut zu beschreiben. Die Wirkung der Belichtungszeit erkennt man auch daran, daß bei pointierten Beobachtungen von Haufen der χ^2-Wert systematisch größer ist als bei RASS-Daten.

Galaxienhaufen	$S_X(0)$ $[\frac{\mathrm{Photonen}}{\mathrm{s \cdot arcmin^2}}]$	β	r_c [kpc]	Hintergrund $[\frac{\mathrm{Photonen}}{\mathrm{s \cdot arcmin^2}}]$	$\frac{\chi^2}{\nu}$
PERSEUS	$0.628E+00$	0.54	63.6	$0.166E-03$	1.71
COMA	$0.369E-01$	0.65	343.9	$0.269E-03$	1.09
A3526	$0.106E+00$	0.50	37.4	$0.316E-03$	1.22
OPHIUCHUS	$0.723E-01$	0.75	278.7	$0.665E-03$	1.41
A3627	$0.915E-02$	0.56	299.2	$0.692E-03$	1.15
AWM7	$0.340E-01$	0.67	173.1	$0.277E-03$	1.40
A3571	$0.100E+00$	0.61	181.4	$0.400E-03$	1.72
FORNAX	$0.103E-01$	0.33	17.0	$0.122E-03$	1.36
A2199	$0.104E+00$	0.72	162.4	$0.373E-03$	1.73
A2319	$0.613E-01$	0.59	284.6	$0.271E-03$	1.34
A1060	$0.251E-01$	0.61	94.3	$0.349E-03$	1.15
A0262	$0.436E-01$	0.44	41.5	$0.429E-03$	1.48
TRIANGUL	$0.529E-01$	0.61	278.9	$0.363E-03$	1.57
A0496	$0.439E+00$	0.48	30.5	$0.335E-03$	3.99
A0085	$0.273E+00$	0.53	77.6	$0.231E-03$	5.34
A2029	$0.646E+00$	0.58	83.1	$0.498E-03$	2.66
A3667	$0.338E-01$	0.54	275.4	$0.357E-03$	2.53
A3574	$0.927E+01$	1.35	11.1	$0.471E-03$	12.52
N5044	$0.327E+00$	0.52	11.4	$0.447E-03$	3.02
A3558	$0.460E-01$	0.58	224.8	$0.496E-03$	3.66
A1795	$0.527E+00$	0.60	78.5	$0.298E-03$	10.11
N4636	$0.790E-01$	0.49	6.3	$0.405E-03$	1.45
2A0335	$0.817E+00$	0.58	33.3	$0.533E-03$	1.86
A1367	$0.676E-02$	0.69	382.7	$0.272E-03$	1.51
A3266	$0.247E-01$	0.79	557.5	$0.288E-03$	2.62
A2142	$0.246E+00$	0.59	153.7	$0.241E-03$	2.56
A4038	$0.140E+00$	0.54	58.7	$0.254E-03$	1.27
A2256	$0.284E-01$	0.91	587.2	$0.456E-03$	1.36
A2147	$0.104E-01$	0.44	236.0	$0.368E-03$	1.21
S636	$0.272E-02$	0.76	261.4	$0.407E-03$	1.42
A2052	$0.341E+00$	0.53	36.7	$0.552E-03$	2.71
HYDRA A	$0.561E+00$	0.57	50.4	$0.228E-03$	6.30
A0401	$0.609E-01$	0.61	245.7	$0.225E-03$	1.19
A2063	$0.522E-01$	0.56	110.4	$0.631E-03$	1.97
A3158	$0.406E-01$	0.66	268.8	$0.237E-03$	1.28
CYG A	$0.241E+00$	0.51	54.6	$0.724E-03$	4.36
A0119	$0.860E-02$	0.68	505.7	$0.271E-03$	1.75
A1644	$0.154E-01$	0.58	299.9	$0.273E-03$	0.97
A0478	$0.419E+00$	0.61	98.0	$0.151E-03$	3.60
A0644	$0.982E-01$	0.70	202.9	$0.234E-03$	1.20
RXJ0419	$0.333E-01$	0.55	45.2	$0.264E-03$	1.12
A3562	$0.401E-01$	0.47	98.8	$0.404E-03$	2.11
A1736	$0.696E-02$	0.54	289.7	$0.384E-03$	0.85
A4059	$0.114E+00$	0.58	89.8	$0.274E-03$	1.32
A3581	$0.123E+00$	0.54	35.1	$0.448E-03$	1.29

Tabelle 4.3: Fitparameter für β-Modell-Fits. Die Fitparameter für den Haufen Abell 3574 geben die Flächenhelligkeitsverteilung des IHG wegen einer zentralen Punktquelle wahrscheinlich nicht korrekt wieder. Dies könnte auch für den Haufen Abell 3628 zutreffen, da die Belichtungszeit dieses RASS-Bildes sehr niedrig ist ($83 - 171$ Sekunden) und deshalb nur wenige Photonen registriert wurden. *Fortsetzung ...*

Galaxienhaufen	$S_X(0)$ $[\frac{\text{Photonen}}{\text{s}\cdot\text{arcmin}^2}]$	β	r_c [kpc]	Hintergrund $[\frac{\text{Photonen}}{\text{s}\cdot\text{arcmin}^2}]$	$\frac{\chi^2}{\nu}$
MKW3S	$0.195E+00$	0.58	66.3	$0.592E-03$	2.07
A0754	$0.388E-01$	0.70	239.2	$0.205E-03$	1.40
3C129	$0.337E-02$	0.60	317.9	$0.247E-03$	1.55
A3112	$0.486E+00$	0.58	57.8	$0.279E-03$	1.64
A0576	$0.842E-02$	0.82	393.3	$0.233E-03$	0.99
EXO0422	$0.563E-01$	0.72	142.1	$0.316E-03$	1.10
A0399	$0.149E-01$	0.71	449.6	$0.236E-03$	1.10
PKS0745	$0.652E+00$	0.61	71.2	$0.187E-03$	1.18
M49	$0.575E-01$	0.59	11.0	$0.454E-03$	7.77
MKW8	$0.104E-01$	0.51	106.7	$0.325E-03$	1.16
A1651	$0.101E+00$	0.64	180.5	$0.348E-03$	1.46
A1650	$0.453E-01$	0.70	281.7	$0.335E-03$	1.03
S1101	$0.474E+00$	0.64	56.0	$0.271E-03$	1.66
A2589	$0.482E-01$	0.60	119.3	$0.231E-03$	1.38
A2065	$0.173E-01$	1.11	661.6	$0.325E-03$	1.04
A0539	$0.144E-01$	0.56	147.5	$0.225E-03$	1.77
A2204	$0.119E+01$	0.60	67.0	$0.833E-03$	1.42
MKW4	$0.170E+00$	0.44	11.1	$0.296E-03$	1.85
A3376	$0.560E-02$	0.98	705.1	$0.232E-03$	1.03
A0400	$0.716E-02$	0.53	154.4	$0.171E-03$	1.50
A2657	$0.343E-01$	0.56	119.6	$0.196E-03$	3.05
A2634	$0.435E-02$	0.64	364.7	$0.239E-03$	1.77
N507a	$0.550E-01$	0.44	19.4	$0.224E-03$	1.77
A2597	$0.714E+00$	0.63	57.7	$0.243E-03$	1.70
Z5029	$0.246E-01$	0.82	431.5	$0.326E-03$	1.06
A0133	$0.260E+00$	0.53	48.0	$0.266E-03$	4.18
A2244	$0.161E+00$	0.61	125.7	$0.231E-03$	1.19
RXJ2114	$0.645E-02$	0.66	358.0	$0.279E-03$	0.96
N5813	$0.479E-01$	0.76	24.6	$0.578E-03$	1.04
A3391	$0.157E-01$	0.58	234.5	$0.478E-03$	1.30
A3827	$0.258E-01$	0.99	600.2	$0.296E-03$	1.17
A3822	$0.147E-01$	0.64	350.8	$0.303E-03$	1.22
A2255	$0.122E-01$	0.80	593.5	$0.230E-03$	1.38
A3395b	$0.657E-02$	0.95	595.9	$0.415E-03$	1.60
HCG94	$0.309E-01$	0.51	86.4	$0.221E-03$	2.43
A3532	$0.136E-01$	0.65	289.5	$0.324E-03$	1.31
A0548b	$0.131E-01$	0.48	118.5	$0.215E-03$	1.48
A3528a	$0.294E-01$	0.46	101.1	$0.566E-03$	2.28
A3395a	$0.469E-02$	0.99	680.0	$0.477E-03$	1.24
A3628	$0.853E-02$	1.35	1369.4	$0.423E-03$	1.22
A3528b	$0.198E-01$	0.62	181.8	$0.685E-03$	0.99
A2572	$0.140E-01$	0.65	156.9	$0.251E-03$	3.91
A3530	$0.541E-02$	0.77	421.0	$0.330E-03$	0.99
N507b	$0.704E-01$	0.72	24.5	$0.268E-03$	2.40
A0548a	$0.308E-02$	0.67	199.0	$0.541E-03$	1.42

Tabelle 4.3: ... *Fortsetzung.*

Galaxienhaufen	$S_{X_1}(0)$ $[\frac{\text{Photonen}}{\text{s}\cdot\text{arcmin}^2}]$	$S_{X_2}(0)$ $[\frac{\text{Photonen}}{\text{s}\cdot\text{arcmin}^2}]$	β_1	β_2	r_{c_1} [kpc]	r_{c_2} [kpc]	Hintergrund $[\frac{\text{Photonen}}{\text{s}\cdot\text{arcmin}^2}]$	$\frac{\chi^2}{\nu}$
A3571	$0.668E-01$	$0.648E-01$	1.31	0.69	129.6	262.3	$0.239E-03$	1.55
A2319	$0.451E-01$	$0.154E-01$	1.75	0.82	511.3	792.2	$0.175E-03$	1.44
TRIANGUL	$0.350E-01$	$0.202E-01$	2.21	0.80	474.6	607.2	$0.218E-03$	1.82
A0496	$0.612E+00$	$0.191E-01$	0.55	0.73	23.8	273.6	$0.241E-03$	1.68
A0085	$0.435E+00$	$0.294E-01$	0.58	0.71	45.5	332.2	$0.156E-03$	2.61
A2029	$0.957E+00$	$0.190E+00$	0.74	0.63	44.2	161.8	$0.271E-03$	2.50
A3667	$0.254E-01$	$0.551E-02$	1.97	1.06	660.8	1381.3	$0.234E-03$	2.77
N5044	$0.288E+00$	$0.403E-01$	0.50	4.49	10.2	71.0	$0.220E-03$	4.48
A3558	$0.335E-01$	$0.138E-01$	1.39	0.77	323.0	565.3	$0.285E-03$	5.50
A1795	$0.645E+00$	$0.283E-01$	0.69	0.88	67.7	408.6	$0.175E-03$	4.23
2A0335	$0.768E+00$	$0.772E-01$	1.47	0.65	64.8	116.1	$0.288E-03$	2.23
A1367	$0.361E-02$	$0.362E-02$	1.92	1.69	1115.8	406.6	$0.179E-03$	1.76
A3266	$0.145E-01$	$0.134E-01$	6.07	1.24	1082.8	1088.2	$0.163E-03$	2.16
A2142	$0.288E+00$	$0.147E-01$	0.67	0.97	131.5	836.0	$0.146E-03$	1.65
A4038	$0.147E+00$	$0.849E-02$	0.59	0.70	53.0	249.4	$0.152E-03$	1.37
A2256	$0.539E-02$	$0.226E-01$	1.24	1.19	1147.1	642.9	$0.244E-03$	1.51
A2147	$0.824E-02$	$0.394E-02$	6.69	1.92	786.6	1648.9	$0.313E-03$	1.13
A2052	$0.386E+00$	$0.470E-01$	1.36	0.68	57.8	154.1	$0.317E-03$	2.17
HYDRA A	$0.766E+00$	$0.715E-01$	1.10	0.74	55.9	193.6	$0.134E-03$	2.56
A0401	$0.327E-01$	$0.315E-01$	0.58	6.28	265.6	377.3	$0.133E-03$	6.94
A2063	$0.659E-01$	$0.915E-02$	0.51	1.16	54.4	441.2	$0.341E-03$	2.18
A0119	$0.546E-02$	$0.399E-02$	0.99	1.15	406.7	1139.1	$0.159E-03$	2.28
A0478	$0.713E+00$	$0.107E+00$	0.65	0.68	44.6	198.1	$0.836E-04$	2.27
A0644	$0.800E-01$	$0.183E-01$	1.06	0.76	242.8	400.4	$0.124E-03$	1.51
A4059	$0.124E+00$	$0.884E-02$	0.67	0.82	80.3	378.4	$0.154E-03$	1.37
MKW3S	$0.208E+00$	$0.430E-01$	0.99	0.70	66.8	172.1	$0.319E-03$	2.50
A3112	$0.765E+00$	$0.139E+00$	0.80	0.61	35.4	112.5	$0.150E-03$	1.88
PKS0745	$0.101E+01$	$0.580E-01$	0.66	0.66	47.7	195.3	$0.997E-04$	1.50
M49	$0.917E-02$	$0.448E-01$	0.58	3.42	23.7	36.9	$0.230E-03$	7.12
A1651	$0.924E-01$	$0.471E-01$	1.82	0.75	194.9	309.9	$0.186E-03$	1.53
S1101	$0.578E+00$	$0.893E-02$	0.70	0.97	50.7	354.1	$0.145E-03$	1.88
A2589	$0.439E-01$	$0.235E-01$	0.65	0.65	55.4	182.3	$0.124E-03$	1.66
A0539	$0.212E-01$	$0.633E-02$	0.59	0.76	46.4	319.1	$0.131E-03$	1.65
A2204	$0.374E+01$	$0.933E-01$	0.64	0.67	28.5	217.9	$0.436E-03$	2.17
MKW4	$0.143E+00$	$0.618E-01$	0.43	3.34	10.5	45.9	$0.148E-03$	2.39
A0400	$0.405E-02$	$0.323E-02$	1.80	0.72	246.4	339.1	$0.103E-03$	1.76
A2657	$0.321E-01$	$0.401E-02$	1.03	1.29	164.4	790.6	$0.121E-03$	1.90
A2634	$0.535E-02$	$0.230E-02$	0.60	1.55	96.2	1042.8	$0.141E-03$	1.64
A2597	$0.109E+01$	$0.214E-01$	0.69	0.78	43.7	261.4	$0.129E-03$	2.04
Z5029	$0.436E-02$	$0.228E-01$	2.06	0.85	205.6	463.6	$0.173E-03$	1.37
A0133	$0.485E+00$	$0.172E-01$	0.59	0.74	28.1	277.6	$0.152E-03$	2.63
A2244	$0.153E+00$	$0.515E-01$	0.64	0.63	81.3	191.9	$0.122E-03$	1.33
A3391	$0.143E-01$	$0.113E-01$	0.56	0.64	47.9	315.1	$0.254E-03$	1.71
A2255	$0.378E-02$	$0.880E-02$	1.04	0.85	1046.7	498.0	$0.122E-03$	2.02
HCG94	$0.325E-01$	$0.649E-02$	0.53	0.58	54.9	198.0	$0.120E-03$	4.17
A3532	$0.124E-01$	$0.419E-02$	0.83	1.12	208.9	796.8	$0.175E-03$	1.62
A0548b	$0.127E-01$	$0.142E-02$	0.66	1.10	128.0	911.0	$0.132E-03$	1.67
A3395a	$0.472E-02$	$0.281E-02$	3.77	3.47	562.7	2012.3	$0.250E-03$	1.24
A3528b	$0.170E-01$	$0.153E-02$	1.11	2.02	278.2	1325.2	$0.378E-03$	1.69
A2572	$0.170E-02$	$0.119E-01$	1.90	4.22	966.3	501.7	$0.137E-03$	3.42
A3530	$0.288E-02$	$0.262E-02$	3.11	1.26	689.9	863.0	$0.177E-03$	1.33
N507b	$0.675E-01$	$0.202E-02$	1.23	2.37	36.5	227.0	$0.141E-03$	2.62
A0548a	$0.443E-02$	$0.935E-03$	0.72	2.98	85.1	1075.7	$0.282E-03$	1.59

Tabelle 4.4: Fitparameter für Doppel-β-Modell-Fits.

4.4 Temperatur des ICM

4.4.1 Literaturquellen

Die Gastemperatur wird für die Abschätzung der totalen gravitativen Masse mittels der hydrostatischen Gleichung benötigt (Abschitt 5.2). Wegen der beschränkten Fähigkeit heutiger Röntgensatelliten gleichzeitig sehr gut räumlich und spektral aufzulösen ist die Bestimmung von genauen Temperaturprofilen von Galaxienhaufen schwierig. Eine Methode zur Temperaturbestimmung wurde in Abschnitt 2.1.2.2 kurz beschrieben. Radiale Temperaturprofile sind für viele der hier behandelten Galaxienhaufen nicht veröffentlicht. Darüberhinaus wäre eine homogene Behandlung dieser Stichprobe mit den uneinheitlich bestimmten, bekannten Profilen schwierig. Der Einfluß durch uneinheitlich zusammengestellte, über den gesamten Haufen gemittelte Gastemperaturen ist weit weniger gravierend. In der Literatur findet man für die meisten Haufen gemittelte Temperaturen. Diese habe ich hauptsächlich aus den folgenden Quellen mit sinkender Priorität zusammengetragen (weitere Literaturquellen für einzelne Haufen in Tab. 4.5).

(1) (Markevitch et al. 1997, Tab. 1) und (Markevitch 1998, Tab. 1) geben mit ASCA bestimmte emissionsgewichtete Temperaturen an. Emissionsgewichtet heißt, Temperaturen werden über alle Regionen einer Karte oder eines Profils integriert, jeweils gewichtet mit dem ROSAT-Fluß der betreffenden Region. Gebiete mit zentralem Flächenhelligkeitsexzeß wurden herausgeschnitten, da die Temperatur in diesen Gebieten vermutlich durch andere Prozesse beeinflußt wird[1].

(2) (Fukazawa 1997, Tab. A.1) gibt mit ASCA bestimmte Temperaturen an.

(3) (Edge & Stewart 1991, Tab. 5) geben mit EXOSAT bestimmte Temperaturen an.

(4) (David et al. 1993, Tab. 1) geben mit EINSTEIN bestimmte Temperaturen an.

Für die Haufen ohne bekannte Temperaturinformation in den oben und Tab. 4.5 genannten Quellen habe ich die $L_X - T_{\rm gas}$ Relation aus (Markevitch 1998, Tab. 2) benutzt. Es werden mehrere Relationen angegeben. Bei der benutzten Relation wurde der Beitrag von möglicherweise vorhandenen Gebieten mit zentralem Flächenhelligkeitsexzeß zur Leuchtkraft nicht subtrahiert. Die Temperaturen sind emissionsgewichtet und eventuell vorhandene Cooling Flow Regionen wurden ausgeschnitten. Diese Relation wurde in dieser Arbeit zur Bestimmung der Temperaturen ausgewählt, weil die angegebene Temperatur nicht von kleinen, zentralen Störungen beeinflußt ist und bei der hier bestimmten Leuchtkraft ebenfalls keine zentralen Bereiche ausgeschnitten wurden. Die Relation lautet nach der Transformation auf $H_0 = 50\,\frac{\rm km}{\rm s\cdot Mpc}$

$$T_{\rm gas} = \sqrt[2.09]{\frac{L_X}{6.28}} \cdot 6\,{\rm keV}, \tag{4.1}$$

wobei L_X in Einheiten von $10^{44}\,\frac{\rm erg}{\rm s}$ gegeben ist. Zur Bestimmung von L_X siehe Abschnitt 4.5.

[1]Z. B. durch abgekühltes, ins Zentrum strömendes Gas, 'Cooling flow' (z. B. (Fabian 1994)).

4.4.2 Ergebnisse

In Tab. 4.5 sind die aus verschiedenen Quellen zusammengestellten Gastemperaturen mit Fehlern angegeben, ebenso die in der weiteren Auswertung benutzte Temperatur.

Galaxienhaufen	$kT_{\rm gas}$ (1) [kev]	$kT_{\rm gas}$ (2) [kev]	$kT_{\rm gas}$ (3) [kev]	$kT_{\rm gas}$ (4) [kev]	$kT_{\rm gas}$ benutzt [kev]
Virgo	-	$2.58^{+0.03}_{-0.03}$	-	$2.4^{+0.3}_{-0.3}$	2.58
A426 (Perseus)	-	$6.79^{+0.11}_{-0.11}$	-	$6.3^{+0.3}_{-0.3}$	6.79
A1656 (Coma)	-	$8.23^{+0.27}_{-0.27}$	-	$8.3^{+1.0}_{-0.7}$	8.23
Ophiuchus	-	$10.00^{+0.28}_{-0.28}$	$9.0^{+0.8}_{-0.7}$	-	10.00
A3526 (Cen)	-	$3.75^{+0.07}_{-0.07}$	$3.6^{+0.4}_{-0.4}$	$3.9^{+0.2}_{-0.2}$	3.75
A3627	-	-	-	-	7.10 (8)
AWM7	-	$3.76^{+0.08}_{-0.08}$	$3.6^{+0.2}_{-0.2}$	$4.0^{+0.3}_{-0.2}$	3.76
Fornax (S373)	-	$1.30^{+0.07}_{-0.07}$	-	-	1.30
A3571	$6.9^{+0.2}_{-0.2}$	$6.73^{+0.20}_{-0.20}$	$7.6^{+1.2}_{-0.9}$	-	6.90
A2199	-	$4.10^{+0.07}_{-0.07}$	$4.7^{+0.4}_{-0.4}$	$4.5^{+0.3}_{-0.2}$	4.10
A2319	$8.8^{+0.5}_{-0.5}$	$8.71^{+0.32}_{-0.32}$	-	$9.9^{+1.4}_{-1.1}$	8.80
A3574	-	-	-	-	1.93 (5)
A496	-	$4.12^{+0.12}_{-0.12}$	$4.7^{+1.0}_{-0.8}$	$3.9^{+0.1}_{-0.1}$	4.12
A1060 (Hydra)	-	$3.25^{+0.05}_{-0.05}$	$3.3^{+0.4}_{-0.3}$	$3.9^{+0.4}_{-0.3}$	3.25
A3558	$5.5^{+0.4}_{-0.4}$	$5.17^{+0.25}_{-0.25}$	-	-	5.50
A85	$6.9^{+0.4}_{-0.4}$	$6.33^{+0.19}_{-0.19}$	-	$6.2^{+0.4}_{-0.5}$	6.90
2A0335+096	-	$3.03^{+0.07}_{-0.07}$	$3.1^{+0.3}_{-0.3}$	-	3.03
A754	$9.5^{+0.7}_{-0.4}$	-	$8.7^{+1.8}_{-1.6}$	$9.1^{+1.2}_{-1.0}$	9.50
A1795	$7.8^{+1.0}_{-1.0}$	$5.89^{+0.15}_{-0.15}$	$5.1^{+0.4}_{-0.5}$	$5.8^{+0.5}_{-0.4}$	7.80

Tabelle 4.5: Über den Haufen gemittelte Gastemperaturen. Quellen für die Temperaturen (1) bis (4) sind in Abschnitt 4.4.1 angegeben. Die Fehler sind angegeben für 90% Konfidenz. Die weiteren Temperaturen stammen aus (5): $L_X - T$ Relation (Gl. (4.1)), (6): (Trinchieri et al. 1994), (7): (Schindler 1998), (8): (Tamura et al. 1998), (9): (Mushotzki & Scharf 1997). *Fortsetzung ...*

Galaxienhaufen	$kT_{\rm gas}$ (1) [kev]	$kT_{\rm gas}$ (2) [kev]	$kT_{\rm gas}$ (3) [kev]	$kT_{\rm gas}$ (4) [kev]	$kT_{\rm gas}$ benutzt [kev]
A1367	-	$3.55^{+0.08}_{-0.08}$	$3.5^{+0.5}_{-0.5}$	$3.7^{+0.3}_{-0.2}$	3.55
A2029	$8.9^{+1.0}_{-1.0}$	-	-	$7.8^{+1.4}_{-1.0}$	8.90
A2142	$9.7^{+1.5}_{-1.1}$	-	$11.0^{+2.0}_{-1.7}$	$9.4^{+1.0}_{-0.9}$	9.70
A3266	$8.0^{+0.5}_{-0.5}$	-	-	$6.2^{+0.6}_{-0.6}$	8.00
A2256	$6.6^{+0.4}_{-0.4}$	$7.04^{+0.22}_{-0.22}$	-	$7.3^{+0.8}_{-0.6}$	6.60
A262	-	$2.20^{+0.04}_{-0.04}$	$2.4^{+0.3}_{-0.3}$	$2.4^{+0.3}_{-0.2}$	2.20
A3667	$7.0^{+0.6}_{-0.6}$	-	-	$6.5^{+1.5}_{-1.6}$	7.00
A4038 (Klemo44)	-	-	-	$3.3^{+2.6}_{-1.3}$	3.30
A2052	-	-	$3.4^{+0.6}_{-0.5}$	$3.1^{+0.3}_{-0.3}$	3.40
A780 (Hydra A)	$4.3^{+0.4}_{-0.4}$	$3.59^{+0.10}_{-0.10}$	$3.9^{+1.0}_{-0.9}$	$3.8^{+0.6}_{-0.4}$	4.30
Cygnus A	$6.1^{+0.4}_{-0.4}$	-	-	-	6.10
A401	$8.0^{+0.4}_{-0.4}$	-	-	$7.8^{+1.1}_{-0.9}$	8.00
A1644	-	-	-	$4.7^{+0.9}_{-0.7}$	4.70
A119	$5.6^{+0.3}_{-0.3}$	$5.52^{+0.27}_{-0.27}$	$5.1^{+1.0}_{-0.8}$	$5.9^{+1.1}_{-0.2}$	5.60
A3158	-	-	-	$5.5^{+0.6}_{-0.6}$	5.50
A2063	-	$3.68^{+0.11}_{-0.11}$	-	$4.1^{+1.2}_{-0.8}$	3.68
A4059 (2354-35)	$4.4^{+0.3}_{-0.3}$	$4.03^{+0.11}_{-0.11}$	$3.5^{+0.6}_{-0.6}$	-	4.40
A3562	-	-	$3.8^{+1.0}_{-0.8}$	-	3.80
A478	$8.4^{+0.8}_{-1.4}$	$6.76^{+0.32}_{-0.32}$	$6.8^{+1.1}_{-1.0}$	$7.8^{+1.1}_{-0.9}$	8.40
A644	$7.9^{+0.8}_{-0.8}$	-	-	$7.2^{+2.0}_{-1.2}$	7.90
A3112 (0316-44)	$5.3^{+0.7}_{-1.0}$	-	$4.1^{+2.3}_{-1.1}$	-	5.30
A1736	$3.5^{+0.4}_{-0.4}$	-	-	$4.6^{+1.3}_{-0.9}$	3.50
A3581	-	-	-	-	2.08 (5)
A2657	$3.7^{+0.3}_{-0.3}$	-	-	$3.4^{+0.8}_{-0.6}$	3.70
PKS0745	-	-	$8.5^{+1.9}_{-1.4}$	-	8.50
A399	$7.0^{+0.4}_{-0.4}$	-	-	$5.8^{+1.5}_{-1.1}$	7.00
A2589	-	-	$3.7^{+2.2}_{-1.1}$	-	3.70
A2244	-	-	-	$7.1^{+5.0}_{-2.2}$	7.10
A539	-	$3.21^{+0.08}_{-0.08}$	-	$3.0^{+0.8}_{-0.6}$	3.21
A2065	$5.5^{+0.4}_{-0.4}$	-	-	$8.4^{+3.3}_{-1.8}$	5.50
A2204	-	-	-	-	8.47 (9)
A576	-	-	$3.7^{+0.8}_{-0.6}$	$4.3^{+0.5}_{-0.4}$	3.70
A1650	$6.7^{+0.8}_{-0.8}$	-	-	$5.5^{+2.7}_{-1.5}$	6.70
A1651	$6.1^{+0.4}_{-0.4}$	-	-	-	6.10

Tabelle 4.5: . . . *Fortsetzung* . . .

Galaxienhaufen	$kT_{\rm gas}$ (1) [kev]	$kT_{\rm gas}$ (2) [kev]	$kT_{\rm gas}$ (3) [kev]	$kT_{\rm gas}$ (4) [kev]	$kT_{\rm gas}$ benutzt [kev]
A3395 (SC0626)	$5.0^{+0.3}_{-0.3}$	-	-	$4.7^{+2.0}_{-1.0}$	5.00
MKW3s	$3.7^{+0.2}_{-0.2}$	$3.69^{+0.20}_{-0.20}$	-	$3.0^{+0.5}_{-0.4}$	3.70
S1101	-	-	$3.0^{+1.2}_{-0.7}$	-	3.00
S636 (Antlia)	-	-	-	-	1.18 (5)
A2147	-	$4.92^{+0.22}_{-0.22}$	$4.4^{+2.2}_{-1.1}$	$4.4^{+0.4}_{-0.3}$	4.92
A133	-	-	$3.8^{+2.0}_{-0.9}$	$4.0^{+2.9}_{-1.4}$	3.80
A3391 (SC0625)	$5.4^{+0.6}_{-0.6}$	-	-	$4.7^{+2.0}_{-1.0}$	5.40
NGC4636	-	-	-	-	0.90 (6)
A2597	$4.4^{+0.4}_{-0.7}$	-	-	$9.1^{+99.9}_{-5.3}$	4.40
A3376	$4.0^{+0.4}_{-0.4}$	-	-	-	4.00
A2634	-	$3.64^{+0.26}_{-0.26}$	-	$3.4^{+0.4}_{-0.4}$	3.64
MKW4 (N4073)	-	$1.78^{+0.09}_{-0.09}$	-	$1.7^{+6.0}_{-1.1}$	1.78
Z5029	-	-	-	-	5.58 (5)
A548	-	-	-	$2.4^{+1.3}_{-0.7}$	2.40
A2255	-	-	-	$7.3^{+3.3}_{-1.6}$	7.30
Triangul Aust	$9.6^{+0.6}_{-0.6}$	$9.77^{+0.84}_{-0.84}$	$8.0^{+1.4}_{-1.3}$	-	9.60
A2572	-	-	-	-	2.14 (5)
A3528	-	-	-	-	3.20 (7)
A3822	-	-	-	-	4.90 (5)
A3827	-	-	-	-	7.08 (5)
A400	-	$2.33^{+0.14}_{-0.14}$	$2.1^{+1.3}_{-0.5}$	$2.5^{+0.8}_{-0.6}$	2.33
3C129	-	-	$5.6^{+0.7}_{-0.6}$	$6.2^{+0.8}_{-0.6}$	5.60
A3628	-	-	-	-	8.86 (5)
MKW8	-	-	-	-	2.25 (5)
RXJ0419 (N1550)	-	-	-	-	1.43 (5)
RXJ2114	-	-	-	-	3.44 (5)
NGC507	-	$1.44^{+0.09}_{-0.09}$	-	-	1.44
NGC5044 (WP23)	-	$1.18^{+0.13}_{-0.13}$	-	$1.0^{+1.3}_{-0.6}$	1.18
A3532 (Klemo22)	-	-	-	-	3.80 (5)
A3530	-	-	-	-	2.81 (5)
EXO0422	-	-	$2.9^{+0.9}_{-0.6}$	-	2.90
NGC5813	-	-	-	-	0.52 (5)
M49 (N4472)	-	-	-	-	0.39 (5)
HCG94	-	-	-	-	2.87 (5)

Tabelle 4.5: ... *Fortsetzung.*

4.5 Röntgenfluß und Leuchtkraft

Der Röntgenfluß f_X eines Galaxienhaufens ist als Auswahlkriterium eine wichtige Meßgröße. Die Röntgenleuchtkraft L_X ist als gut beobachtbarer intrinsischer Parameter von besonderem Interesse. Einerseits wird sie in größeren Durchmusterungen oft als einzige intrinsische Größe angegeben, und andererseits ist sie eng an die Masse gekoppelt, d. h. durch das Erstellen einer fundierten Masse-Leuchtkraft Relation (Kap. 6) können indirekt die Massen von sehr vielen Galaxienhaufen bestimmt werden. Insbesondere kann die Leuchtkraftfunktion (Kap. 6), aufgestellt bei unterschiedlichen Rotverschiebungsintervallen, dazu benutzt werden, möglicherweise vorhandene Entwicklungseffekte aufzudecken. Desweiteren wird die Leuchtkraft benötigt, um die maximalen Suchvolumina, benötigt zum Erstellen weiterer Verteilungsfunktionen, zu berechnen (Kap. 6).

f_X hängt ab von der Zählrate C_{H}, der Wasserstoffsäulendichte n_{h}, der Gastemperatur T_{gas}, der Metallizität A, der Rotverschiebung z und dem verwendeten Datenmaterial. Die Werte für C_{H} wurden in Abschnitt 4.2 bestimmt, die Werte für T_{gas} in Abschnitt 4.4 und die Werte für z in Kap. 3 gegeben. Für n_{h} wurden die galaktischen Werte aus (DICKEY & LOCKMAN 1990) benutzt. Die Elementhäufigkeit wurde für alle Haufen, wie in Tab. 4.6 angegeben, als konstant angenommen. Die Vorgehensweise zur Bestimmung von f_X und L_X wird in Abschnitt 4.5.1 beschrieben, die Resultate werden in Abschnitt 4.5.2 gegeben.

Ordnungszahl	Elementhäufigkeit in solaren Einheiten
1	1.00
2	1.00
6	0.35
7	0.35
8	0.35
10	0.35
12	0.35
14	0.35
16	0.35
18	0.35
20	0.35
26	0.35
28	0.35

Tabelle 4.6: Angenommene Elementhäufigkeiten.

4.5.1 Methode

Für die Rotverschiebung jedes Haufens wird zunächst unter Benutzung der in Tab. 4.6 angegebenen Elementhäufigkeiten eine Spektraltabelle errechnet. Dabei wird ein Raymond-Smith-Modell angenommen (Abschnitt 2.1.2.2). Mit Hilfe dieser Tabellen wird dann f_X im Energiebereich $0.1 - 2.4$ keV berechnet, indem man ein Modellspektrum für die jeweiligen Werte von $C_{\rm H}$ und $T_{\rm gas}$ erstellt. Die registrierte Zählrate wird in diesem Verfahren wegen der energieabhängigen Absorption durch neutralen Wasserstoff korrigiert. Die voneinander abweichenden effektiven Flächen (Abschnitt 4.1) der PSPCs (pointierte Beobachtungen und RASS-Bilder) werden berücksichtigt.

Unter der Annahme, daß Gl. (2.23) auch für den Energiebereich $0.1 - 2.4$ keV gilt, ergibt sich L_X. Die Leuchtkraftentfernung D_L wird dabei mit Hilfe von Gl. (2.28) berechnet.

Es bleibt noch zu erklären, wie es möglich war, in Abschnitt 4.4 die Temperatur für einige Haufen mittels der $L_X - T_{\rm gas}$ Relation zu berechnen. Wie hier dargestellt, geht die Temperatur schließlich in die Berechnung der Leuchtkraft mit ein. In Abschnitt 2.1.2.1 wurde gezeigt, daß f_X im Energiebereich $0.1 - 2.4$ keV im relevanten Temperaturbereich ($2 - 10$ keV) nur schwach von der Temperatur abhängt. Das bedeutet, L_X variiert für verschiedene Temperaturen kaum. Als $0^{\rm te}$ Näherung wurde daher für die Haufen ohne Temperaturinformation eine Gastemperatur von 4 keV angenommen und zur Leuchtkraftberechnung verwendet. Diese Leuchtkraft wurde dann wiederum zur Temperaturberechnung über die $L_X - T_{\rm gas}$ Relation benutzt (Tab. 4.5). Die nächste Näherung müßte eine iterative Korrektur, insbesondere für Haufen bei denen man eine Temperatur von unter 2 keV erhält, beinhalten. Zur Berechnung aller in dieser Arbeit angegebenen Größen, die von der Temperatur abhängen, wurden die Temperaturen aus Tab. 4.5 benutzt.

4.5.2 Ergebnisse

In Tab. 4.7 sind die Röntgenflüsse und Röntgenleuchtkräfte der behandelten Galaxienhaufen aufgelistet. f_X und L_X sind angegeben für den Energiebereich $0.1 - 2.4$ keV. Die galaktische Wasserstoffsäulendichte und die Leuchtkraftentfernung sind ebenfalls angegeben.

Galaxienhaufen	$f_X\,(0.1-2.4\,\mathrm{keV})$ $[\frac{\mathrm{erg}}{\mathrm{s\cdot cm^2}}]$	$L_X\,(0.1-2.4\,\mathrm{keV})$ $[\frac{\mathrm{erg}}{\mathrm{s}}]$	n_h(galaktisch) $[\frac{10^{21}}{\mathrm{cm^2}}]$	D_L [Mpc]
PERSEUS	$0.1137E-08$	$0.1654E+46$	1.569	110.297
COMA	$0.3364E-09$	$0.7879E+45$	0.089	139.998
A3526	$0.2720E-09$	$0.1248E+45$	0.825	61.958
OPHIUCHUS	$0.3576E-09$	$0.1223E+46$	2.014	169.159
A3627	$0.3108E-09$	$0.3581E+45$	2.083	98.074
AWM7	$0.1675E-09$	$0.2150E+45$	0.921	103.641
A3571	$0.1189E-09$	$0.8221E+45$	0.393	240.519
FORNAX	$0.9505E-10$	$0.8673E+43$	0.145	27.631
A2199	$0.1024E-09$	$0.4077E+45$	0.084	182.548
A2319	$0.1220E-09$	$0.1716E+46$	0.877	343.042
A1060	$0.9951E-10$	$0.5596E+44$	0.492	68.595
A0262	$0.9361E-10$	$0.1052E+45$	0.552	96.985
TRIANGUL	$0.1123E-09$	$0.1289E+46$	1.229	309.804
A0496	$0.8326E-10$	$0.3916E+45$	0.568	198.388
A0085	$0.7633E-10$	$0.9035E+45$	0.358	314.724
A2029	$0.6938E-10$	$0.1821E+46$	0.307	468.702
A3667	$0.7131E-10$	$0.9601E+45$	0.459	335.648
A3574	$0.6664E-10$	$0.5740E+44$	0.443	84.897
N5044	$0.5833E-10$	$0.2042E+44$	0.491	54.121
A3558	$0.6720E-10$	$0.6876E+45$	0.363	292.604
A1795	$0.6233E-10$	$0.1048E+46$	0.120	375.123
N4636	$0.4341E-10$	$0.2562E+43$	0.175	22.220
2A0335	$0.9167E-10$	$0.4886E+45$	1.864	211.196
A1367	$0.6051E-10$	$0.1228E+45$	0.255	130.062
A3266	$0.5807E-10$	$0.9071E+45$	0.148	361.541
A2142	$0.6215E-10$	$0.2255E+46$	0.405	551.007
A4038	$0.5699E-10$	$0.1991E+45$	0.155	170.984
A2256	$0.6054E-10$	$0.9684E+45$	0.402	365.861
A2147	$0.5522E-10$	$0.2995E+45$	0.329	213.026
S636	$0.4931E-10$	$0.1613E+44$	0.642	52.314
A2052	$0.4694E-10$	$0.2488E+45$	0.290	210.585
HYDRA A	$0.4776E-10$	$0.6104E+45$	0.486	327.281
A0401	$0.5148E-10$	$0.1284E+46$	1.019	456.892
A2063	$0.4232E-10$	$0.2322E+45$	0.292	214.247
A3158	$0.3792E-10$	$0.5842E+45$	0.106	359.072
CYG A	$0.6907E-10$	$0.9609E+45$	2.773	341.193
A0119	$0.3917E-10$	$0.3394E+45$	0.310	269.293
A1644	$0.4001E-10$	$0.3957E+45$	0.533	287.693
A0478	$0.5151E-10$	$0.1873E+46$	1.527	551.632
A0644	$0.4019E-10$	$0.8864E+45$	0.514	429.584
RXJ0419	$0.4150E-10$	$0.2718E+44$	1.159	74.026
A3562	$0.3546E-10$	$0.3891E+45$	0.391	303.045
A1736	$0.3536E-10$	$0.1896E+45$	0.536	211.806
A4059	$0.3198E-10$	$0.2977E+45$	0.110	279.103
A3581	$0.3379E-10$	$0.6728E+44$	0.426	129.080

Tabelle 4.7: Angegeben sind die gemessenen Röntgenflüsse und Röntgenleuchtkräfte, sowie der galaktische Wert für die Säulendichte neutralen Wasserstoffs und die Leuchtkraftentfernung. *Fortsetzung ...*

Galaxienhaufen	$f_X\,(0.1-2.4\,\mathrm{keV})$ $[\frac{\mathrm{erg}}{\mathrm{s\cdot cm^2}}]$	$L_X\,(0.1-2.4\,\mathrm{keV})$ $[\frac{\mathrm{erg}}{\mathrm{s}}]$	n_{h}(galaktisch) $[\frac{10^{21}}{\mathrm{cm^2}}]$	D_L [Mpc]
MKW3S	$0.3299E-10$	$0.2938E+45$	0.315	272.971
A0754	$0.3366E-10$	$0.4142E+45$	0.459	320.876
3C129	$0.1041E-09$	$0.2253E+45$	6.789	134.326
A3112	$0.3026E-10$	$0.6654E+45$	0.253	428.963
A0576	$0.3006E-10$	$0.1913E+45$	0.569	230.737
EXO0422	$0.2939E-10$	$0.1960E+45$	0.640	236.239
A0399	$0.3249E-10$	$0.7395E+45$	1.058	436.405
PKS0745	$0.6106E-10$	$0.2914E+46$	4.349	631.885
M49	$0.1992E-10$	$0.1663E+43$	0.159	26.429
MKW8	$0.2496E-10$	$0.7932E+44$	0.260	163.079
A1651	$0.2539E-10$	$0.8416E+45$	0.171	526.642
A1650	$0.2405E-10$	$0.7691E+45$	0.154	517.281
S1101	$0.2440E-10$	$0.3632E+45$	0.185	352.905
A2589	$0.2591E-10$	$0.2017E+45$	0.439	255.204
A2065	$0.2435E-10$	$0.5637E+45$	0.284	440.128
A0539	$0.3082E-10$	$0.1116E+45$	1.206	174.026
A2204	$0.2672E-10$	$0.2859E+46$	0.594	946.172
MKW4	$0.2280E-10$	$0.3962E+44$	0.186	120.594
A3376	$0.2527E-10$	$0.2301E+45$	0.501	276.037
A0400	$0.2714E-10$	$0.6804E+44$	0.938	144.853
A2657	$0.2456E-10$	$0.1759E+45$	0.527	244.800
A2634	$0.2415E-10$	$0.1027E+45$	0.517	188.638
N507a	$0.2225E-10$	$0.2596E+44$	0.525	98.800
A2597	$0.2213E-10$	$0.7196E+45$	0.250	521.648
Z5029	$0.2161E-10$	$0.5420E+45$	0.164	458.135
A0133	$0.2116E-10$	$0.3420E+45$	0.160	367.713
A2244	$0.2091E-10$	$0.8860E+45$	0.207	595.468
RXJ2114	$0.2283E-10$	$0.2346E+45$	0.663	293.217
N5813	$0.1481E-10$	$0.2618E+43$	0.419	38.461
A3391	$0.2225E-10$	$0.2769E+45$	0.542	322.721
A3827	$0.2027E-10$	$0.9009E+45$	0.284	609.898
A3822	$0.1828E-10$	$0.4711E+45$	0.212	464.350
A2255	$0.1894E-10$	$0.5417E+45$	0.251	489.234
A3395b	$0.1952E-10$	$0.2133E+45$	0.849	302.430
HCG94	$0.1753E-10$	$0.1338E+45$	0.455	252.756
A3532	$0.1775E-10$	$0.2416E+45$	0.596	337.496
A0548b	$0.1539E-10$	$0.1136E+45$	0.188	248.471
A3528a	$0.1703E-10$	$0.2302E+45$	0.610	336.265
A3395a	$0.1655E-10$	$0.1809E+45$	0.542	302.430
A3628	$0.1583E-10$	$0.1623E+46$	0.674	926.311
A3528b	$0.1200E-10$	$0.1622E+45$	0.610	336.265
A2572	$0.1029E-10$	$0.7042E+44$	0.455	239.296
A3530	$0.9818E-11$	$0.1283E+45$	0.600	330.722
N507b	$0.5789E-11$	$0.5646E+43$	0.525	90.336
A0548a	$0.2463E-11$	$0.1945E+44$	0.179	257.041

Tabelle 4.7: *...Fortsetzung.*

5 Massenverteilung

Die Massenbestimmung stellt das Hauptziel dieser Arbeit dar. Mit den in Kap. 4 angegebenen Größen und den in Kap. 2 gegebenen Gleichungen können nun die Gasmassen (Abschnitt 5.1) und die totalen gravitativen Massen (Abschnitt 5.2) bestimmt werden.

5.1 Gasmassenberechnung

Die Beschreibung der Gasdichte- und Gasmassenbestimmung wird in Abschnitt 5.1.1 gegeben. Die Ergebnisse sind in Abschnitt 5.1.2 zusammengefaßt.

5.1.1 Methode

Zuerst wird das Gasdichteprofil berechnet. Dazu wird Gl. (2.5) benutzt. Die Werte für β und r_c sind in Abschnitt 4.3.2 gegeben. $\rho_{\rm gas}(0)$ hängt ab von $S_X(0)$, β, r_c, $\Lambda_\nu(T_{\rm gas}, A)$ und z. Werte für $S_X(0)$ sind ebenfalls in Abschnitt 4.3.2 gegeben, $\Lambda_\nu(T_{\rm gas}, A)$ wurde bei der Flußberechnung (Abschnitt. 4.5) ermittelt (nicht tabelliert), und die Rotverschiebungswerte sind in Abschnitt 3.3 gegeben. Damit sind alle benötigten Größen bekannt. Man sieht hier (vgl. Abschnitt 2.1.2.1) die nur schwache Abhängigkeit der Bestimmung des Gasdichteprofils von der Gastemperatur. Die Berechnung des Gasdichteprofils mit Hilfe des Doppel-β-Modells geschieht in analoger Weise. Man beachte jedoch die nichtlineare Addition der beiden Gasdichtekomponenten $\rho_{\rm gas} = \sqrt{\rho^2_{\rm gas_1} + \rho^2_{\rm gas_2}}$ (Abschnitt 2.1.2.1). In Abb. 5.1 ist das Gasdichteprofil des Galaxienhaufens Abell 2063 für beide β-Modelle aufgetragen. Für diesen Haufen wurden bereits die Modellfits in den Abb. 4.10 und 4.11 gezeigt.

Mit dem Gasdichteprofil ist auch das Gasmassenprofil gegeben. Mit dem Gasmassenprofil ist die integrierte Gasmasse, d. h. die Gasmasse innerhalb eines bestimmten Radius', gegeben. In Abb. 5.2 ist die integrierte Gasmasse für Abell 2063 in Abhängigkeit des Radius' gezeigt.

Beim Anblick der integrierten Gasmasse drängt sich die Frage auf, bei welchem Radius $R_{\rm M}$ man die Gasmasse eines Haufens angeben soll. $R_{\rm M}$ sollte einerseits so gewählt werden, daß Haufen unterschiedlicher Größe auf vergleichbare Weise behandelt werden. Dies wäre bei einem absoluten Radius, z. B. $3\,h_{50}^{-1}$ Mpc, nicht gewährleistet, da man bei größeren Haufen bei einer höheren Dichte als bei kleineren Haufen die Masse bestimmt, und damit die Masse des größeren unterschätzt. Zum anderen sollte innerhalb von $R_{\rm M}$ die Bedingung des hydrostatischen Gleichgewichts möglichst gut erfüllt sein. Simulationen von (Evrard et al. 1996) zeigen, daß beide Bedingungen gut erfüllt sind, wenn die Masse innerhalb eines Radius' $R_{\rm M}$ bestimmt wird, für den gilt

$$\langle\rho_{\rm tot}\rangle(R_{\rm M}) \geq 500\,\rho_{\rm c}. \tag{5.1}$$

Dabei ist $\langle\rho_{\rm tot}\rangle$ die mittlere Gesamtdichte innerhalb $R_{\rm M}$ und $\rho_{\rm c}$ die kritische Dichte, definiert nach Gl. (2.25). Die Gasmasse wird bei dem maximalen Radius $R_{\rm M}$ bestimmt, der die

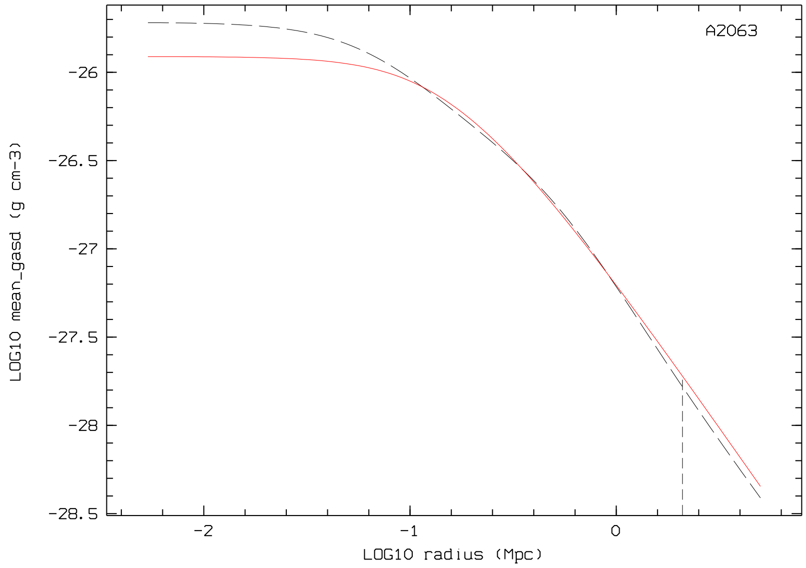

Abbildung 5.1: Gasdichteprofil des Galaxienhaufens Abell 2063. Die durchgezogene Linie stellt das mit dem einfachen β-Modell berechnete und die gestrichelte Linie das mit dem Doppel-β-Modell berechnete Profil dar. Man sieht, daß das Doppel-β-Modell die erhöhte zentrale Flächenhelligkeit, als erhöhte zentrale Dichte interpretiert, besser wiedergibt. In den weiter außen liegenden Bereichen sind die Unterschiede jedoch gering.

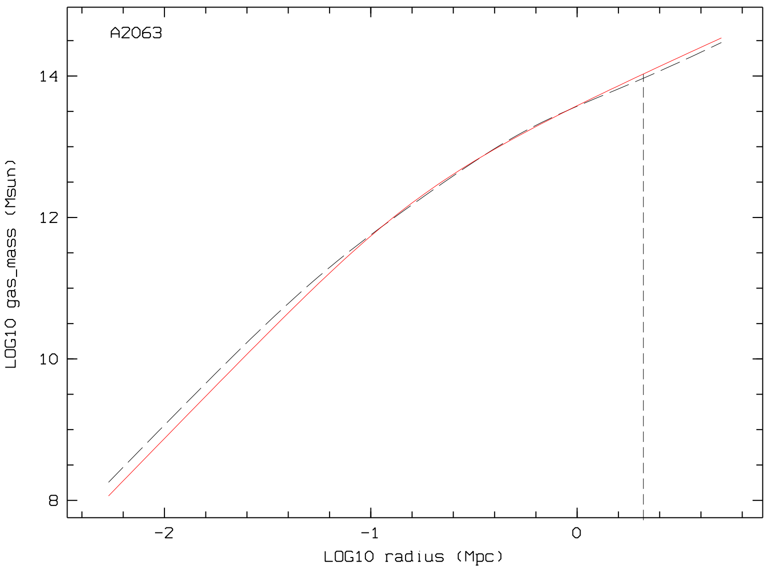

Abbildung 5.2: Integrierte Gasmasse des Galaxienhaufens Abell 2063 in Abhängigkeit des Radius'. Die durchgezogene Linie stellt die mit dem einfachen β-Modell berechnete und die gestrichelte Linie die mit dem Doppel-β-Modell berechnete Gasmasse dar.

Ungleichung (5.1) erfüllt. Um die Gasmassenbestimmung unabhängig von der Abschätzung der Gesamtmasse und deren Fehlerquellen (Abschnitt 5.2) zu halten, wird zur Bestimmung von $\rho_{\rm tot}$ eine Proportionalität bei dem Radius $R_{\rm M}$

$$M_{\rm tot}(R_{\rm M}) \propto M_{\rm gas}(R_{\rm M}) \tag{5.2}$$

angenommen. Das IHG sowie die dunkle Materie in Galaxienhaufen sind ausgedehnt. Um die Grenze zwischen einem Haufen und der Umgebung (Einfallzone) anzugeben, wurde von (Evrard et al. 1996) $R_{\rm M}$ vorgeschlagen, d. h. die (Gas-) Massen der Haufen werden innerhalb eines charakteristischen Radius' angegeben. Um den Gasanteil eines Galaxienhaufens anzugeben wird die Gasmasse durch die Gesamtmasse innerhalb des gleichen klar definierten Volumens geteilt. Durch bisherige Massenbestimmungen, z. B. (Neumann & Böhringer 1995, AWM 7, mit radialem Temperaturprofil) und (David et al. 1995, 11 Galaxienhaufen) wird ein Anteil der Gasmasse an der Gesamtmasse von $f_{\rm gas}(R_{\rm M}) \approx 0.20\, h_{50}^{-1.5}$ gefunden. Die Gasmasse bestimme ich daher bei dem maximalen $R_{\rm M}$, der $\langle\rho_{\rm gas}\rangle(R_{\rm M}) \geq 100\,\rho_{\rm c}$ erfüllt (vertikale, gestrichelte Linie in Abb. 5.2). Bei der Diskussion der Ergebnisse wird diese Annahme auf Konsistenz überprüft (Abb. 6.12).

5.1.2 Ergebnisse

In Abb. 5.3 werden die mit beiden Modellen ermittelten zentralen Elektronenzahldichten verglichen. Wie zu erwarten, liegen die mit dem Doppel-β-Modell bestimmten Werte im Durchschnitt höher. In Abb. 5.4 erkennt man dagegen die geringen Unterschiede in den ermittelten Gasmassen, d. h. die teilweise erhöhten zentralen Dichten, sowie sonstige mögliche systematische Abweichungen haben nur geringen Einfluß auf die globale Gasmasse eines Haufens. Bei den statistischen Untersuchungen in Kap. 6 werden daher die mit dem einfachen β-Modell erhaltenen Werte, die für alle Haufen zur Verfügung stehen, benutzt. In den Tab. 5.1 und 5.2 sind die zentralen Elektronenzahldichten, sowie die Gasmassen bei den Radien $R_{\rm M}$ der Galaxienhaufen aufgelistet.

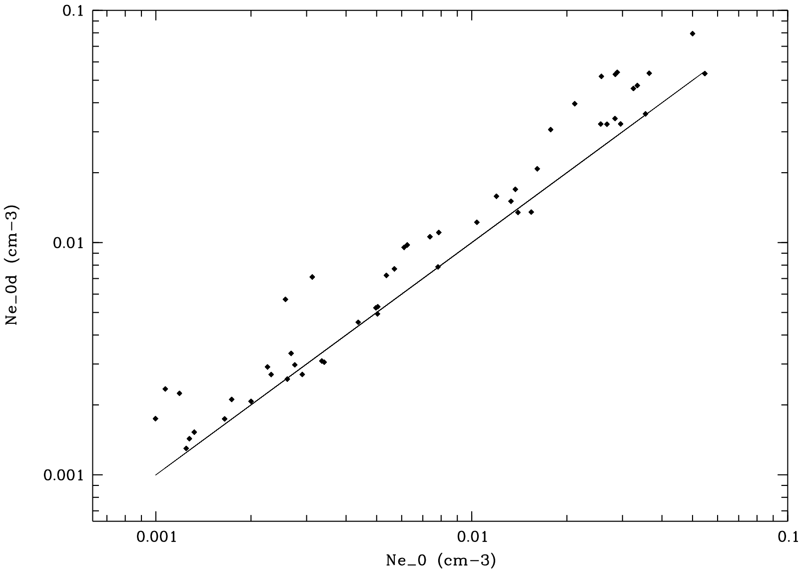

Abbildung 5.3: Zentrale Elektronenzahldichten der 53 Galaxienhaufen aus Tab. 4.4, bestimmt mit dem einfachen β-Modell (Abszisse) und dem Doppel-β-Modell (Ordinate). Die Dichten liegen im Bereich $10^{-3} - 10^{-1}$ Teilchen pro cm^{-3}. Man erkennt die beim Doppel-β-Modell häufig höher bestimmte zentrale Dichte, entsprechend dem zentralen Flächenhelligkeitsexzeß einiger Haufen.

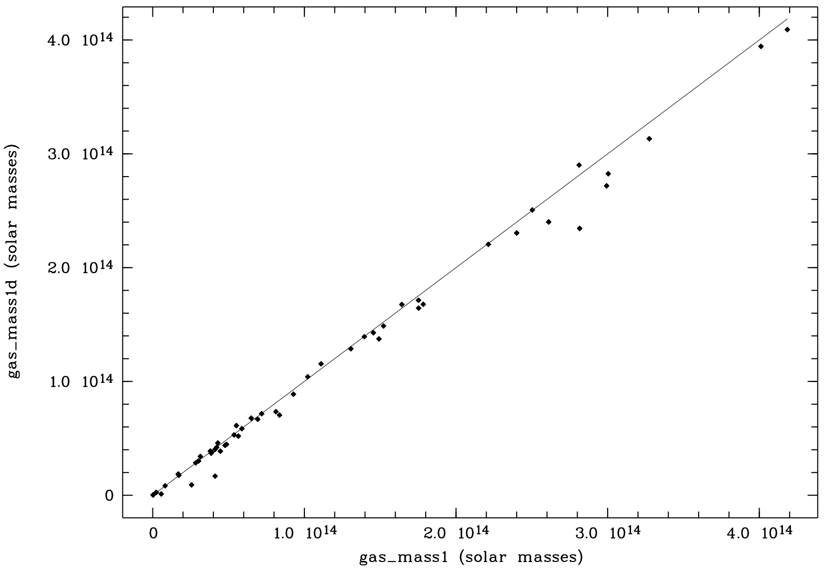

Abbildung 5.4: Gasmassen der 53 Galaxienhaufen aus Tab. 4.4, bestimmt mit dem einfachen β-Modell (Abszisse) und dem Doppel-β-Modell (Ordinate). Man erkennt, daß die Unterschiede der beiden Methoden klein sind.

Galaxienhaufen	$S_X(0)$ $[\frac{\mathrm{erg}}{\mathrm{s \cdot Bogenminute^2}}]$	$n_e(0)$ $[\frac{1}{\mathrm{cm}^3}]$	M_{gas} $[M_\odot]$	R_M [Mpc]
PERSEUS	$0.175E-10$	$0.325E-01$	$0.266E+15$	2.09
COMA	$0.716E-12$	$0.312E-02$	$0.195E+15$	1.89
A3526	$0.248E-11$	$0.147E-01$	$0.235E+14$	0.93
OPHIUCHUS	$0.222E-11$	$0.656E-02$	$0.203E+15$	1.91
A3627	$0.285E-12$	$0.193E-02$	$0.986E+14$	1.50
AWM7	$0.814E-12$	$0.451E-02$	$0.423E+14$	1.13
A3571	$0.216E-11$	$0.737E-02$	$0.178E+15$	1.84
FORNAX	$0.152E-12$	$0.392E-02$	$0.204E+13$	0.41
A2199	$0.201E-11$	$0.767E-02$	$0.622E+14$	1.29
A2319	$0.149E-11$	$0.503E-02$	$0.419E+15$	2.44
A1060	$0.535E-12$	$0.470E-02$	$0.117E+14$	0.74
A0262	$0.927E-12$	$0.810E-02$	$0.211E+14$	0.90
TRIANGUL	$0.139E-11$	$0.497E-02$	$0.327E+15$	2.24
A0496	$0.980E-11$	$0.334E-01$	$0.836E+14$	1.42
A0085	$0.581E-11$	$0.178E-01$	$0.175E+15$	1.82
A2029	$0.136E-10$	$0.289E-01$	$0.261E+15$	2.08
A3667	$0.739E-12$	$0.341E-02$	$0.281E+15$	2.14
A3574	$0.195E-09$	$0.342E+00$	$0.115E+12$	0.16
N5044	$0.544E-11$	$0.355E-01$	$0.236E+13$	0.43
A3558	$0.979E-12$	$0.437E-02$	$0.175E+15$	1.82
A1795	$0.106E-10$	$0.256E-01$	$0.149E+15$	1.73
N4636	$0.117E-11$	$0.185E-01$	$0.196E+12$	0.19
2A0335	$0.246E-10$	$0.547E-01$	$0.565E+14$	1.25
A1367	$0.139E-12$	$0.128E-02$	$0.411E+14$	1.12
A3266	$0.498E-12$	$0.232E-02$	$0.250E+15$	2.05
A2142	$0.532E-11$	$0.137E-01$	$0.401E+15$	2.40
A4038	$0.278E-11$	$0.133E-01$	$0.385E+14$	1.10
A2256	$0.612E-12$	$0.261E-02$	$0.221E+15$	1.97
A2147	$0.220E-12$	$0.174E-02$	$0.102E+15$	1.52
S636	$0.464E-13$	$0.793E-03$	$0.379E+13$	0.51
A2052	$0.704E-11$	$0.268E-01$	$0.447E+14$	1.16
HYDRA A	$0.123E-10$	$0.325E-01$	$0.813E+14$	1.41
A0401	$0.153E-11$	$0.569E-02$	$0.282E+15$	2.14
A2063	$0.109E-11$	$0.625E-02$	$0.486E+14$	1.19
A3158	$0.807E-12$	$0.390E-02$	$0.132E+15$	1.66
CYG A	$0.876E-11$	$0.256E-01$	$0.165E+15$	1.79
A0119	$0.181E-12$	$0.132E-02$	$0.111E+15$	1.57
A1644	$0.335E-12$	$0.220E-02$	$0.109E+15$	1.56
A0478	$0.118E-10$	$0.257E-01$	$0.240E+15$	2.02
A0644	$0.218E-11$	$0.782E-02$	$0.140E+15$	1.69
RXJ0419	$0.656E-12$	$0.685E-02$	$0.428E+13$	0.53
A3562	$0.854E-12$	$0.556E-02$	$0.779E+14$	1.39
A1736	$0.151E-12$	$0.142E-02$	$0.505E+14$	1.20
A4059	$0.225E-11$	$0.104E-01$	$0.537E+14$	1.23
A3581	$0.259E-11$	$0.163E-01$	$0.119E+14$	0.74

Tabelle 5.1: Angegeben sind die zentralen Flächenhelligkeiten, die zentralen Elektronenzahldichten, die Gasmassen (in Einheiten der Sonnenmasse) und die Radien innerhalb derer die Massen bestimmt wurden (Beschreibung in Abschnitt 5.1.1). Die Werte wurden mit Hilfe des einfachen β-Modells bestimmt. Für Abell 3574 und Abell 3628 beachte man Tab. 4.3. *Fortsetzung ...*

Galaxienhaufen	$S_X(0)$ $[\frac{\text{erg}}{\text{s}\cdot\text{Bogenminute}^2}]$	$n_\mathrm{e}(0)$ $[\frac{1}{\text{cm}^3}]$	M_gas $[M_\odot]$	R_M [Mpc]
MKW3S	$0.407E-11$	$0.161E-01$	$0.477E+14$	1.18
A0754	$0.849E-12$	$0.443E-02$	$0.920E+14$	1.47
3C129	$0.235E-12$	$0.175E-02$	$0.719E+14$	1.36
A3112	$0.100E-10$	$0.285E-01$	$0.928E+14$	1.47
A0576	$0.184E-12$	$0.159E-02$	$0.404E+14$	1.12
EXO0422	$0.125E-11$	$0.655E-02$	$0.313E+14$	1.03
A0399	$0.371E-12$	$0.217E-02$	$0.165E+15$	1.79
PKS0745	$0.313E-10$	$0.500E-01$	$0.300E+15$	2.18
M49	$0.961E-12$	$0.154E-01$	$0.177E+12$	0.18
MKW8	$0.204E-12$	$0.259E-02$	$0.121E+14$	0.75
A1651	$0.205E-11$	$0.786E-02$	$0.152E+15$	1.74
A1650	$0.895E-12$	$0.432E-02$	$0.139E+15$	1.69
S1101	$0.951E-11$	$0.284E-01$	$0.389E+14$	1.10
A2589	$0.104E-11$	$0.611E-02$	$0.421E+14$	1.13
A2065	$0.352E-12$	$0.201E-02$	$0.122E+15$	1.61
A0539	$0.373E-12$	$0.313E-02$	$0.302E+14$	1.01
A2204	$0.268E-10$	$0.511E-01$	$0.299E+15$	2.18
MKW4	$0.334E-11$	$0.296E-01$	$0.816E+13$	0.66
A3376	$0.123E-12$	$0.104E-02$	$0.690E+14$	1.34
A0400	$0.171E-12$	$0.200E-02$	$0.172E+14$	0.84
A2657	$0.757E-12$	$0.504E-02$	$0.429E+14$	1.14
A2634	$0.959E-13$	$0.107E-02$	$0.314E+14$	1.03
N507a	$0.926E-12$	$0.113E-01$	$0.448E+13$	0.54
A2597	$0.147E-10$	$0.365E-01$	$0.692E+14$	1.34
Z5029	$0.497E-12$	$0.268E-02$	$0.131E+15$	1.66
A0133	$0.522E-11$	$0.212E-01$	$0.588E+14$	1.26
A2244	$0.330E-11$	$0.120E-01$	$0.145E+15$	1.71
RXJ2114	$0.144E-12$	$0.138E-02$	$0.456E+14$	1.16
N5813	$0.766E-12$	$0.935E-02$	$0.217E+12$	0.20
A3391	$0.348E-12$	$0.257E-02$	$0.719E+14$	1.36
A3827	$0.528E-12$	$0.263E-02$	$0.188E+15$	1.86
A3822	$0.293E-12$	$0.207E-02$	$0.107E+15$	1.55
A2255	$0.253E-12$	$0.165E-02$	$0.164E+15$	1.79
A3395b	$0.158E-12$	$0.129E-02$	$0.661E+14$	1.32
HCG94	$0.666E-12$	$0.537E-02$	$0.283E+14$	0.99
A3532	$0.305E-12$	$0.226E-02$	$0.649E+14$	1.31
A0548b	$0.258E-12$	$0.275E-02$	$0.256E+14$	0.96
A3528a	$0.660E-12$	$0.482E-02$	$0.687E+14$	1.34
A3395a	$0.104E-12$	$0.997E-03$	$0.552E+14$	1.24
A3628	$0.193E-12$	$0.127E-02$	$0.334E+15$	2.26
A3528b	$0.444E-12$	$0.335E-02$	$0.411E+14$	1.12
A2572	$0.296E-12$	$0.291E-02$	$0.168E+14$	0.84
A3530	$0.121E-12$	$0.125E-02$	$0.380E+14$	1.09
N507b	$0.119E-11$	$0.140E-01$	$0.517E+12$	0.26
A0548a	$0.606E-13$	$0.119E-02$	$0.561E+13$	0.58

Tabelle 5.1: *... Fortsetzung.*

Galaxienhaufen	$S_X(0)$ $[\frac{\mathrm{erg}}{\mathrm{s \cdot Bogenminute^2}}]$	$n_e(0)$ $[\frac{1}{\mathrm{cm}^3}]$	M_{gas} $[M_\odot]$	R_M [Mpc]
A3571	$0.283E-11$	$0.106E-01$	$0.168E+15$	1.80
A2319	$0.147E-11$	$0.493E-02$	$0.409E+15$	2.42
TRIANGUL	$0.145E-11$	$0.524E-02$	$0.313E+15$	2.21
A0496	$0.141E-10$	$0.475E-01$	$0.705E+14$	1.35
A0085	$0.989E-11$	$0.307E-01$	$0.164E+15$	1.79
A2029	$0.241E-10$	$0.541E-01$	$0.240E+15$	2.02
A3667	$0.676E-12$	$0.305E-02$	$0.290E+15$	2.15
N5044	$0.547E-11$	$0.358E-01$	$0.256E+13$	0.45
A3558	$0.101E-11$	$0.454E-02$	$0.171E+15$	1.81
A1795	$0.135E-10$	$0.324E-01$	$0.137E+15$	1.68
2A0335	$0.255E-10$	$0.534E-01$	$0.520E+14$	1.21
A1367	$0.149E-12$	$0.143E-02$	$0.404E+14$	1.12
A3266	$0.562E-12$	$0.270E-02$	$0.251E+15$	2.05
A2142	$0.652E-11$	$0.170E-01$	$0.394E+15$	2.39
A4038	$0.309E-11$	$0.151E-01$	$0.370E+14$	1.09
A2256	$0.602E-12$	$0.258E-02$	$0.220E+15$	1.97
A2147	$0.256E-12$	$0.211E-02$	$0.104E+15$	1.53
A2052	$0.894E-11$	$0.323E-01$	$0.387E+14$	1.10
HYDRA A	$0.183E-10$	$0.461E-01$	$0.735E+14$	1.36
A0401	$0.161E-11$	$0.771E-02$	$0.234E+15$	2.01
A2063	$0.156E-11$	$0.977E-02$	$0.447E+14$	1.16
A0119	$0.198E-12$	$0.153E-02$	$0.116E+15$	1.59
A0478	$0.231E-10$	$0.520E-01$	$0.230E+15$	2.00
A0644	$0.218E-11$	$0.786E-02$	$0.139E+15$	1.69
A4059	$0.263E-11$	$0.122E-01$	$0.530E+14$	1.22
MKW3S	$0.524E-11$	$0.208E-01$	$0.439E+14$	1.15
A3112	$0.187E-10$	$0.530E-01$	$0.888E+14$	1.45
PKS0745	$0.514E-10$	$0.794E-01$	$0.282E+15$	2.14
M49	$0.901E-12$	$0.135E-01$	$0.204E+12$	0.19
A1651	$0.282E-11$	$0.111E-01$	$0.149E+15$	1.73
S1101	$0.118E-10$	$0.342E-01$	$0.378E+14$	1.09
A2589	$0.146E-11$	$0.954E-02$	$0.420E+14$	1.13
A0539	$0.714E-12$	$0.711E-02$	$0.302E+14$	1.01
A2204	$0.867E-10$	$0.143E+00$	$0.272E+15$	2.11
MKW4	$0.403E-11$	$0.324E-01$	$0.831E+13$	0.66
A0400	$0.174E-12$	$0.207E-02$	$0.175E+14$	0.85
A2657	$0.798E-12$	$0.529E-02$	$0.459E+14$	1.16
A2634	$0.169E-12$	$0.234E-02$	$0.341E+14$	1.06
A2597	$0.229E-10$	$0.536E-01$	$0.668E+14$	1.32
Z5029	$0.548E-12$	$0.333E-02$	$0.129E+15$	1.64
A0133	$0.101E-10$	$0.396E-01$	$0.585E+14$	1.26
A2244	$0.419E-11$	$0.158E-01$	$0.143E+15$	1.70
A3391	$0.569E-12$	$0.570E-02$	$0.717E+14$	1.36
A2255	$0.260E-12$	$0.174E-02$	$0.168E+15$	1.80
HCG94	$0.841E-12$	$0.722E-02$	$0.285E+14$	0.99
A3532	$0.373E-12$	$0.291E-02$	$0.678E+14$	1.33
A0548b	$0.277E-12$	$0.298E-02$	$0.912E+13$	0.68
A3395a	$0.167E-12$	$0.174E-02$	$0.612E+14$	1.28
A3528b	$0.417E-12$	$0.309E-02$	$0.168E+14$	0.84
A2572	$0.287E-12$	$0.271E-02$	$0.187E+14$	0.86
A3530	$0.123E-12$	$0.130E-02$	$0.388E+14$	1.10
N507b	$0.117E-11$	$0.135E-01$	$0.519E+12$	0.26
A0548a	$0.105E-12$	$0.224E-02$	$0.114E+13$	0.34

Tabelle 5.2: Angegeben sind die zentralen Flächenhelligkeiten, die zentralen Elektronenzahldichten, die Gasmassen und die Radien innerhalb derer die Massen bestimmt wurden. Die Werte wurden mit Hilfe des Doppel-β-Modells bestimmt.

5.2 Gesamtmassenabschätzung

5.2.1 Methode

In Abschnitt 2.1.3 wurde eine prinzipielle Methode vorgestellt, die totale gravitative Masse eines Galaxienhaufens zu bestimmen (Gl. (2.15)). $M_{\text{tot}}(r)$ hängt dabei hauptsächlich von der Gasdichteverteilung, der Gastemperatur und der Gastemperaturverteilung ab. Die Gasdichteverteilung wurde für alle Haufen bestimmt (Abschnitt 5.1). Gemittelte Temperaturen sind in Abschnitt 4.4.2 für alle Haufen angegeben. In den Abschnitten 2.1.2.2 und 4.4.1 wurde dargelegt, aus welchen Gründen Temperaturverteilungen in der Gesamtmassenbestimmung nicht berücksichtigt werden. Um dennoch eine Abschätzung der Gesamtmasse zu erhalten, wird häufig das Gas als isotherm angenommen und die über den Haufen gemittelte Temperatur benutzt. Gl. (2.5) eingesetzt, in Gl. (2.15), ergibt dann mit $\frac{dT_{\text{gas}}}{dr} = 0$

$$M_{\text{tot}}(r) = \frac{3kT_{\text{gas}} r^3 \beta}{\mu m_{\text{p}} G} \left(\frac{1}{r^2 + r_{\text{c}}^2} \right). \tag{5.3}$$

5.2.2 Ergebnisse

Mittels Gl. (5.3) wurde für alle Galaxienhaufen die Gesamtmasse innerhalb R_{M} abgeschätzt. Man könnte an dieser Stelle einen neuen äußeren Radius für die Gesamtmasse definieren, der nicht mehr auf die Annahme (5.2) zurückgreift. Jedoch ist ein wichtiges Ziel dieser Arbeit der Vergleich der Gasanteile der Haufen (Abb. 6.12). Und um diese zu bestimmen werden Gasmasse und Gesamtmasse innerhalb des gleichen Radius' bestimmt (Abschnitt 5.1.1). Aus diesem Grund wird auch die Gesamtmasse innerhalb R_{M} bestimmt. Hydrodynamische Simulationen (White et al. 1993b) deuten darauf hin, daß Gas sich nicht bevorzugt in Haufen absondert. Dies impliziert daß bei möglichen unterschiedlichen Abhängigkeiten der Gas- und Gesamtdichte vom Radius, der Gasanteil von Galaxienhaufen, bestimmt bei einem Radius, der den Haufen von der Einfallzone trennt repräsentativ für den Gasanteil im Universum ist. Die Ergebnisse der Gesamtmassenbestimmung sind in Tab. 5.3 zusammengefaßt.

Galaxienhaufen	$M_{\rm tot}$ $[M_\odot]$	Galaxienhaufen	$M_{\rm tot}$ $[M_\odot]$
PERSEUS	$0.828E+15$	MKW3S	$0.279E+15$
COMA	$0.110E+16$	A0754	$0.103E+16$
A3526	$0.196E+15$	3C129	$0.476E+15$
OPHIUCHUS	$0.154E+16$	A3112	$0.488E+15$
A3627	$0.652E+15$	A0576	$0.327E+15$
AWM7	$0.321E+15$	EXO0422	$0.233E+15$
A3571	$0.885E+15$	A0399	$0.923E+15$
FORNAX	$0.200E+14$	PKS0745	$0.125E+16$
A2199	$0.402E+15$	M49	$0.467E+13$
A2319	$0.143E+16$	MKW8	$0.968E+14$
A1060	$0.156E+15$	A1651	$0.764E+15$
A0262	$0.959E+14$	A1650	$0.842E+15$
TRIANGUL	$0.140E+16$	S1101	$0.232E+15$
A0496	$0.319E+15$	A2589	$0.284E+15$
A0085	$0.721E+15$	A2065	$0.969E+15$
A2029	$0.117E+16$	A0539	$0.200E+15$
A3667	$0.903E+15$	A2204	$0.122E+16$
A3574	$0.456E+14$	MKW4	$0.587E+14$
N5044	$0.305E+14$	A3376	$0.460E+15$
A3558	$0.618E+15$	A0400	$0.111E+15$
A1795	$0.913E+15$	A2657	$0.265E+15$
N4636	$0.953E+13$	A2634	$0.234E+15$
2A0335	$0.264E+15$	N507a	$0.389E+14$
A1367	$0.267E+15$	A2597	$0.415E+15$
A3266	$0.133E+16$	Z5029	$0.786E+15$
A2142	$0.148E+16$	A0133	$0.281E+15$
A4038	$0.216E+15$	A2244	$0.845E+15$
A2256	$0.126E+16$	RXJ2114	$0.271E+15$
A2147	$0.365E+15$	N5813	$0.837E+13$
S636	$0.404E+14$	A3391	$0.453E+15$
A2052	$0.232E+15$	A3827	$0.134E+16$
HYDRA A	$0.394E+15$	A3822	$0.511E+15$
A0401	$0.117E+16$	A2255	$0.103E+16$
A2063	$0.266E+15$	A3395b	$0.593E+15$
A3158	$0.651E+15$	HCG94	$0.166E+15$
CYG A	$0.616E+15$	A3532	$0.355E+15$
A0119	$0.586E+15$	A0548b	$0.120E+15$
A1644	$0.450E+15$	A3528a	$0.220E+15$
A0478	$0.116E+16$	A3395a	$0.534E+15$
A0644	$0.100E+16$	A3628	$0.232E+16$
RXJ0419	$0.480E+14$	A3528b	$0.235E+15$
A3562	$0.286E+15$	A2572	$0.124E+15$
A1736	$0.233E+15$	A3530	$0.230E+15$
A4059	$0.355E+15$	N507b	$0.293E+14$
A3581	$0.903E+14$	A0548a	$0.937E+14$

Tabelle 5.3: Gesamtmassen in Einheiten der Sonnenmasse bei $R_{\rm M}$.

5.3 Fehlerbetrachtung

Die größte Fehlerquelle beim Bestimmen der Gasmasse ist das Bestimmen der Werte der Fitparameter. Besonders der β-Parameter und der Kernradius r_c bestimmen die Form der Gasdichteverteilung (Gl. (2.5)). Die Fehlergrenzen dieser beiden Parameter sind exemplarisch für den Galaxienhaufen Abell 2063 in Abb. 5.5 aufgetragen. Dieser Haufen wurde gewählt, da er im mittleren Bereich des Röntgenflusses liegt. Zur Bestimmung der Fehlerellipse wurde ein χ^2-Fit für verschiedene Wertepaare $0.540 \leq \beta \leq 0.585$, $200 \leq r_c \leq 260$ Himmelspixel durchgeführt, mit festgehaltenen Parameterwerten für die Normierung $S_X(0)$ und die Flächenhelligkeit des Hintergrunds. Von der 90%-Konfidenz-Fehlerellipse wurden sechs charakteristische Wertepaare benutzt, um eine Gasmassenbestimmung bei dem Radius R_{M} durchzuführen. Die Einzelergebnisse sind in Tab. 5.4 abzulesen. Unter Berücksichtigung dieser Fehlerquelle liegt die Gasmasse von Abell 2063 mit 90% Sicherheit im Intervall $4.70 \cdot 10^{13} M_\odot \leq M_{\mathrm{gas}} \leq 5.02 \cdot 10^{13} M_\odot$, d. h. der relative Fehler liegt unter $\pm 4\%$. Diese Fehlergrenzen geben an, wie gut die Masse innnerhalb des Modells bestimmt ist. Systematische Abweichungen des Modells von der Wirklichkeit werden nicht berücksichtigt. Aufgrund der Erfahrung mit dem Doppel-β-Modell (Abschnitt 5.1.2) kann jedoch davon ausgegangen werden, daß diese systematischen Fehler unkritisch sind und im Anpassungsprozeß ausgemittelt werden.

Bei der Abschätzung der gesamten gravitativen Masse liegen die größten Fehlerquellen im Nichtberücksichtigen des Temperaturprofils und in der Unsicherheit, mit der gemittelte Temperaturen bestimmt werden können. Der Einfluß der Gastemperatur auf die Gesamtmassenbestimmung ist viel gravierender, als bei der Gasmassenbestimmung (Abschnitt 5.1.1). Angaben zur Abschätzung der Größe dieser Fehler, kombiniert mit Fehlern, die durch möglicherweise nicht erfüllte Annahmen hervorgerufen werden, wurden in Abschnitt 2.1.3 gemacht. Gestützt auf Simulationen wird der relative Fehler auf unter $\pm 20\%$ geschätzt. Angesichts der immer noch nicht vollständig erklärten Diskrepanzen bei Vergleich der mit unterschiedlichen Methoden bestimmten Massen einiger Haufen (Abschnitt 2.1.3), ist jedoch eine konservative Abschätzung eine Genauigkeit der bestimmten Gesamtmasse von 50% bis auf einen Faktor zwei. Die Einbeziehung normierter Temperaturprofile, z. B. unter Verwendung von ASCA Daten vorgeschlagen von (Markevitch et al. 1997), sowie Röntgensatelliten der nächsten Generation, z. B. XMM, werden in der Lage sein, diese Fehlerquelle zu verringern.

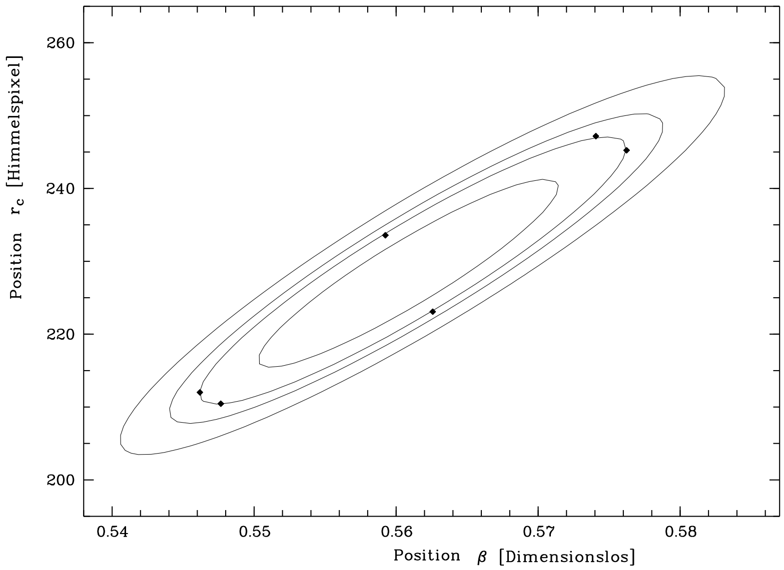

Abbildung 5.5: Fehlerellipsen der Fitparameter β und $r_{\rm c}$ für den Galaxienhaufen Abell 2063. Die Konturlinien liegen bei 68.3%, 90%, 95.4% und 99% Konfidenz. Bei den sechs Punkten auf der 90%-Linie liegen die Wertepaare, die für eine Gasmassenbestimmung benutzt wurden (Tab. 5.4).

β	$r_{\rm c}$ [Himmelspixel]	$M_{\rm gas}$ [$M_{\odot}$]
0.560	228	4.86e+13
0.546	212	4.81e+13
0.548	210	4.74e+13
0.563	223	4.70e+13
0.576	245	4.91e+13
0.574	247	5.00e+13
0.559	234	5.02e+13

Tabelle 5.4: Werte für die β-Parameter, die Kernradien und die damit bestimmten Gasmassen. In der ersten Zeile sind die optimalen Werte der Standard-Fitprozedur angegeben. In den nächsten sechs Zeilen stehen die Werte, die von der 90%-Konfidenz-Fehlerellipse stammen (Abb. 5.5).

6 Ergebnisse und Diskussion

Die Ergebnisse, die in den Kapiteln 4 und 5 aufgeführt sind, können für statistische Analysen benutzt werden. In diesem Kapitel werden insbesondere Abbildungen gezeigt, die es ermöglichen, die Stichprobe hoher Vollständigkeit anschaulich zu charakterisieren, Relationen zwischen L_X, T_{gas}, M_{gas} und M_{tot} aufgestellt, sowie die Leuchtkraft- und (Gas-) Massenfunktion ermittelt. In den folgenden Abschnitten werden jeweils zuerst die gewonnenen Daten dargestellt, dann interpretiert und zum Schluß weitergehende Anwendungsmöglichkeiten aufgezeigt.

6.1 Charakterisierung der Stichprobe

Bei Relationen und Verteilungsfunktionen von Parameterwerten ist es wichtig, eine repräsentative Auswahl von Galaxienhaufen zu untersuchen. Dabei ist zu beachten, daß für die Relationen nur eine relativ große Anzahl von Galaxienhaufen wichtig ist, für die Verteilungsfunktionen hingegen die Vollständigkeit der Stichprobe im Vordergrund steht. Dies liegt daran, daß bei Verteilungsfunktionen die absoluten Anzahlen der tatsächlich vorhandenen Objekte innerhalb des durchsuchten Volumens benötigt werden (Kap. 3). Für die Relationen wurden Haufen ohne örtliche oder Röntgenfluß-Beschränkung benutzt. Eine hohe Vollständigkeit wurde für eine Himmelsabdeckung von ca. zwei Dritteln des Himmels angestrebt (Abschnitt 3.2). Die Vollständigkeit der röntgenflußbegrenzten Stichprobe wurde auf 90% geschätzt (Abschnitt 3.3).

6.1.1 Daten

In Abb. 6.1 ist die kumulative Verteilungsfunktion der gemessenen Röntgenflüsse der 61 Haufen der Stichprobe dargestellt, sowie die Steigung der erwarteten Verteilungsfunktion für eine vollständige Stichprobe gleichmäßig verteilter Haufen in einem euklidischen Raum. Abb. 6.2 zeigt die differentielle Verteilung der Rotverschiebungen der Stichprobe. In Abb. 6.3 sind die Leuchtkräfte über der Rotverschiebung aufgetragen.

6.1.2 Interpretation

Der Verlauf der kumulativen Verteilungsfunktion der gemessenen Röntgenflüsse in Abb. 6.1 stimmt sehr gut mit der erwarteten Verteilung in einem euklidischen Universum überein. Dies ist ein Hinweis, daß eine hohe Vollständigkeit erreicht wurde, da bei den relativ kleinen Distanzen der Haufen in der Stichprobe starke Effekte nichteuklidischer Geometrie nicht zu erwarten sind. Die leichte Abweichung bei Flüssen über $10^{-10}\,\frac{\mathrm{erg}}{\mathrm{s\cdot cm^2}}$ ist wegen der kleinen Anzahl vorhandener Haufen (4) nicht signifikant. Die etwas geringere Steigung der Kurve relativ zur erwarteten euklidischen Verteilung zu niedrigeren Flüssen hin könnte auf eine mögliche

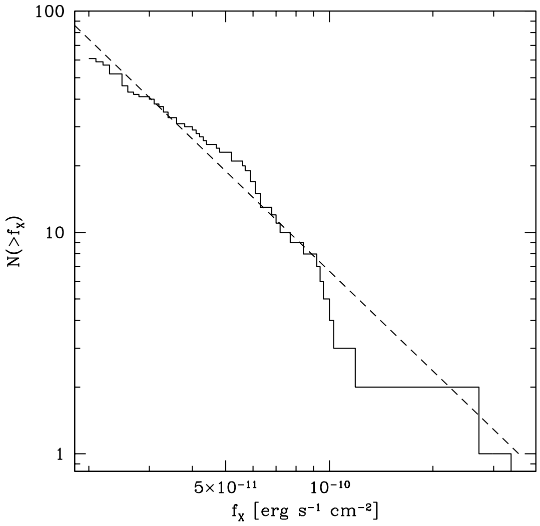

Abbildung 6.1: Kumulative Verteilungsfunktion der gemessenen Röntgenflüsse im Energiebereich $0.1 - 2.4\,\mathrm{keV}$ der 61 Haufen der Stichprobe. Die gestrichelte Linie hat die Steigung -1.5, die man für gleichmäßig verteilte Haufen in einem euklidischen Raum erwartet.

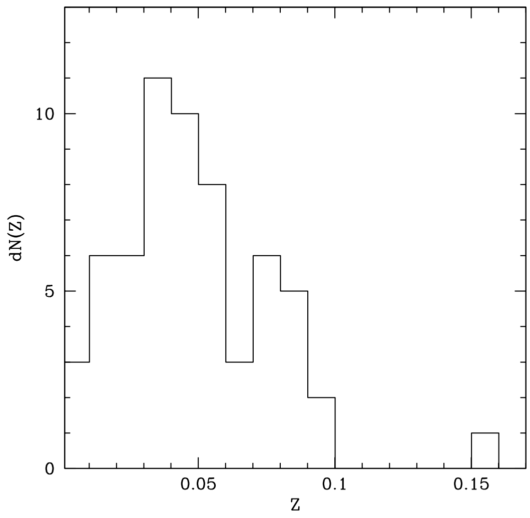

Abbildung 6.2: Differentielle Verteilung der Rotverschiebungen der Stichprobe. Der Haufen am entfernten Ende ist Abell 2204 mit $z = 0.1523$.

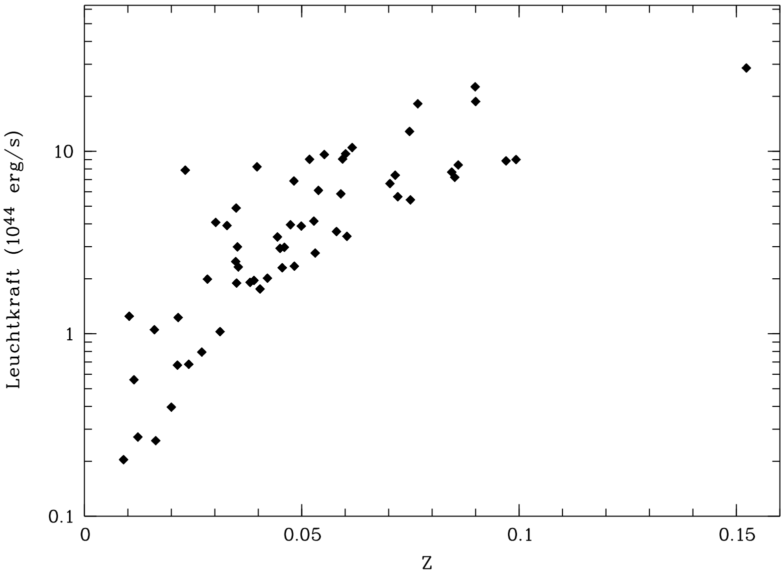

Abbildung 6.3: Die Leuchtkräfte im Energiebereich $0.1 - 2.4\,\mathrm{keV}$ der 61 Haufen aufgetragen über der Rotverschiebung. Man sieht auch, daß Abell 2204 zugleich der Haufen mit der größten Leuchtkraft ist.

geringe Unvollständigkeit hindeuten. Ebenso kann dieser Effekt jedoch durch ungleichmäßig verteilte Haufen, wie es bei diesen Entfernungsskalen durch großräumige Strukturen bedingt möglich ist, hervorgerufen werden. Ein Indiz für diese Interpretation ist der wieder mit einer euklidischen Neigung konforme Abschnitt zwischen 2 und $3 \cdot 10^{-11} \frac{\mathrm{erg}}{\mathrm{s \cdot cm^2}}$.

Der Anstieg der differentiellen Verteilung der Rotverschiebungen in Abb. 6.2 von $z = 0$ bis zum Maximum bei $z = 0.03 - 0.04$ ist ein Volumeneffekt. Je größer das Volumen, desto mehr Galaxienhaufen findet man. Am anschließenden Abfall erkennt man, daß mit zunehmender Entfernung die Anzahl der Haufen, die über dem Flußlimit liegen, zurückgeht. Dies liegt daran, daß die Haufen nicht beliebig leuchtkräftig werden.

Den Volumeneffekt und die Flußbegrenzung erkennt man auch besonders gut in Abb. 6.3. Der Volumeneffekt macht sich durch die mit der Rotverschiebung ansteigende Zahl seltener, leuchtkräftiger Haufen und die Flußbegrenzung durch die ansteigende Untergrenze der Leuchtkraft bemerkbar. Die geringe Anzahl von Haufen mit $0.10 < z < 0.15$ verwundert auf den ersten Blick etwas, liegt jedoch vermutlich darin begründet, daß die Dichte von Haufen, die ausreichend leuchtkräftig sind, bei dieser Entfernung schon sehr gering ist.

6.1.3 Anwendungen

Die Anzahl von Galaxienhaufen in der Stichprobe mit hohen Röntgenflüssen ist durch die große Himmelsabdeckung höher als bei den meisten anderen Durchmusterungen. Das in Abb. 6.1 gezeigte $\log(N) - \log(f_X)$ Diagramm bietet daher eine Möglichkeit, das $\log(N) - \log(f_X)$ Diagramm tieferer Durchmusterungen im Bereich von Haufen mit hohem Fluß zu ergänzen, und damit ein großeres Röntgenflußintervall statistisch signifikant abzudecken.

6.2 Relationen

Für das Verständnis der Physik von Galaxienhaufen ist es von Bedeutung die Abhängigkeiten der verschiedenen internen Parameter untereinander zu untersuchen. Darüberhinaus ist es durch festgestellte robuste Abhängigkeiten mit geringer Streuung möglich, bei anderen Haufen schwierig meßbare Größen über leichter meßbare Größen zu erschließen.

6.2.1 Daten

Bei der Ermittlung der Gastemperaturen von Haufen, für die in den angegebenen Quellen keine Temperaturen angegeben sind, wurde die $L_X - T_{\rm gas}$ Relation von (Markevitch 1998, von hier an (Ma)) benutzt (Abschnitt 4.4). Mit den in dieser Arbeit bestimmten Leuchtkräften und verwendeten Gastemperaturen kann ebenfalls eine $L_X - T_{\rm gas}$ Relation aufgestellt und mit der vorher benutzten verglichen werden. In Abb. 6.4 ist L_X in Abhängigkeit von $T_{\rm gas}$ für 55 Galaxienhaufen aufgetragen. Haufen, deren Temperatur mit der $L_X - T_{\rm gas}$ Relation bestimmt wurde, sind nicht eingezeichnet. Ebenso wurden Haufen mit $T_{\rm gas} < 3.5\,{\rm keV}$ ausgeschlossen, da solche in der Stichprobe von (Ma) ebenfalls nicht vorkommen. Es wurde eine lineare Regression an die logarithmisch aufgetragenen Datenpunkte durchgeführt und die sich ergebende Gerade im Bereich der Datenpunkte eingezeichnet. Ebenfalls eingezeichnet ist die Relation von (Ma). Die Werte für die Steigung und den Achsenabschnitt sind bei beiden Geraden nahezu identisch. Es ergeben sich für $L_X = A_6\, T_{\rm gas}^{\alpha}$, wobei L_X und A_6 in

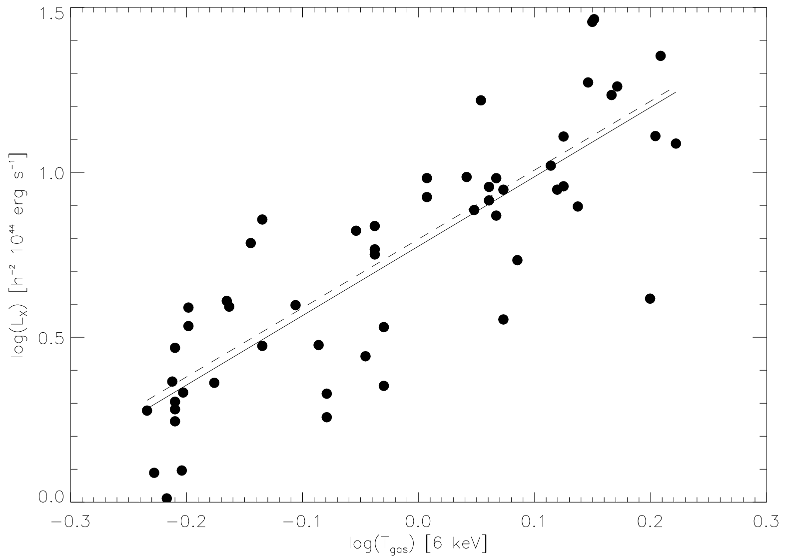

Abbildung 6.4: Die Leuchtkraft in Abhängigkeit der Gastemperatur für 55 Galaxienhaufen. Ausgenommen sind alle Haufen, deren Temperatur mit der $L_X - T_{\rm gas}$ Relation bestimmt wurde, die Haufen Abell 3574 und Abell 3628 (Daten für diese Haufen werden in keinem Diagramm gezeigt, vgl. Tab. 4.3), sowie alle Haufen mit $T_{\rm gas} < 3.5\,{\rm keV}$. Die durchgezogene Linie stellt die beste Regressionsgerade an die Datenpunkte dar. Die gestrichelte Linie ist die $L_X - T_{\rm gas}$ Relation von (Ma).

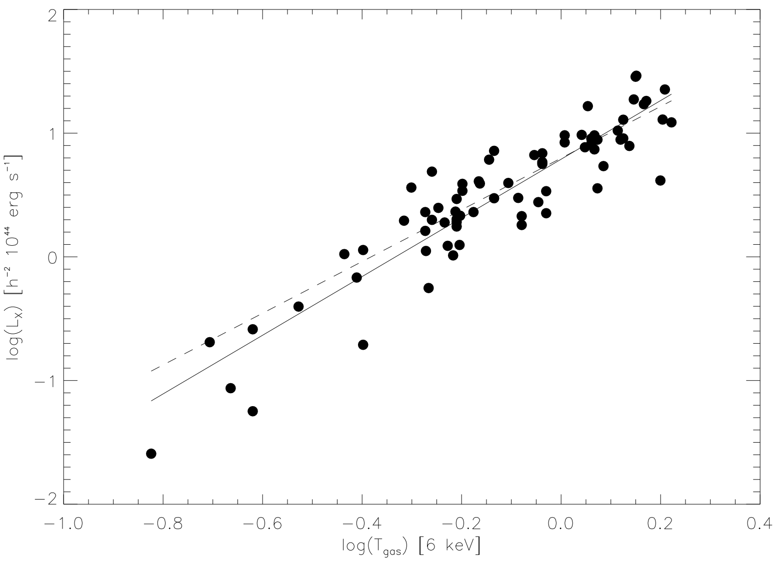

Abbildung 6.5: Die Leuchtkraft in Abhängigkeit der Gastemperatur für 74 Galaxienhaufen. Ausgenommen sind alle Haufen, deren Temperatur mit der $L_X - T_{\rm gas}$ Relation bestimmt wurde. Bedeutung der Linien wie in Abb. 6.4. Man erkennt, daß die Steigung zum leuchtschwachen Ende hin steiler wird.

Einheiten von $h_{50}^{-2} 10^{44} \frac{\rm erg}{\rm s}$ und $T_{\rm gas}$ in Einheiten von 6 keV gegeben sind, die Parameterwerte $A_6 = 5.98$ und $\alpha = 2.11$. Benutzt man hingegen auch Haufen, die unter der Schranke von (MA) von 3.5 keV liegen (Abb. 6.5, 74 Haufen), erhält man $A_6 = 6.15$ und $\alpha = 2.37$.

In Abb. 6.6 ist die Leuchtkraft in Abhängigkeit der Gasmasse aufgetragen. Wegen der geringen Unterschiede, der mit dem einfachen und der mit dem Doppel-β-Modell bestimmten Gasmassen werden ausschließlich die ersteren verwendet. Die besten Werte für die Fitparameter für einen Fit der Form $L_X = A M_{\rm gas}^{\alpha}$, wobei L_X, A und die Standardabweichung in der Leuchtkraft σ_L in Einheiten von $h_{50}^{-2} 10^{44} \frac{\rm erg}{\rm s}$ und $M_{\rm gas}$ in Einheiten der Sonnenmasse gegeben sind, lauten $A = 5.19 \cdot 10^{-13}$ und $\alpha = 0.93$. Die Standardabweichung ist $\sigma_L = 1.02$.

In Abb. 6.7 ist die zentrale Elektronenzahldichte über der Gasmasse aufgetragen. Man erkennt, daß die beiden Größen unabhängig voneinander sind. Dieser Sachverhalt könnte auf eine Relation zwischen einer relativ leicht beobachtbaren Größe und der Gesamtmasse hindeuten, da diese Unabhängigkeit und die Annahme einer Proportionalität zwischen Gasmasse und Gesamtmasse erwarten läßt, daß der Kernradius mit zunehmender Gesamtmasse steigt, da ein massiver Haufen bei gleicher zentraler Dichte weiter ausgedehnt sein muß , als ein weniger massiver. Dies wird durch den Graphen in Abb. 6.8 bestätigt. Eine lineare Regression an die logarithmisch aufgetragenen Datenpunkte liefert die Kernradius-Gesamtmasse Relation $r_{\rm c} = 5.48 \cdot 10^{-7}\,{\rm kpc}\, M_{\rm tot}^{0.58}$. Eine Aussage über die Verläßlichkeit einer Gesamtmassenbestimmung mittels dieser Relation wird in Abschnitt 6.2.3 getroffen.

Eine Relation mit geringerer Streuung besteht zwischen der Röntgenleuchtkraft und der Gesamtmasse (Abb. 6.9). Die besten Werte für die Fitparameter für einen Fit der Form $L_X = A M_{\rm tot}^{\alpha}$, wobei L_X, A und σ_L in Einheiten von $h_{50}^{-2} 10^{44} \frac{\rm erg}{\rm s}$ und $M_{\rm tot}$ in Einheiten der Sonnenmasse gegeben sind, lauten $A = 6.91 \cdot 10^{-18}$ und $\alpha = 1.21$. Die Standardabweichung

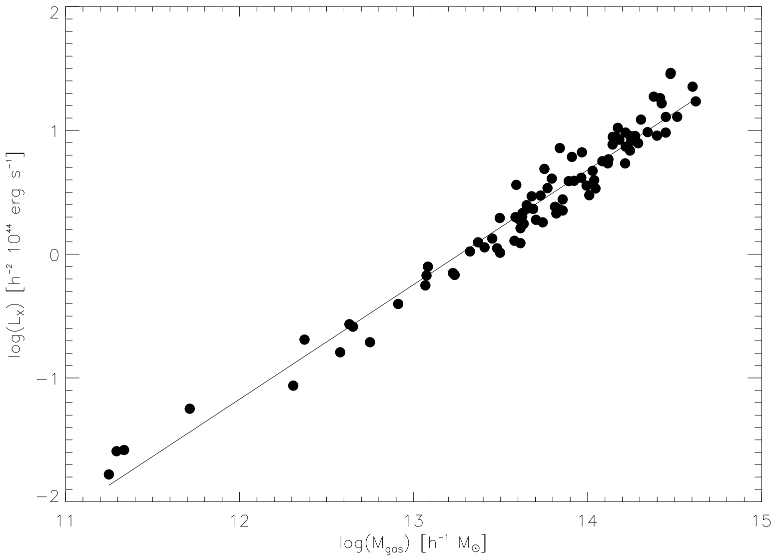

Abbildung 6.6: Die Leuchtkraft in Abhängigkeit der Gasmasse für 88 Galaxienhaufen.

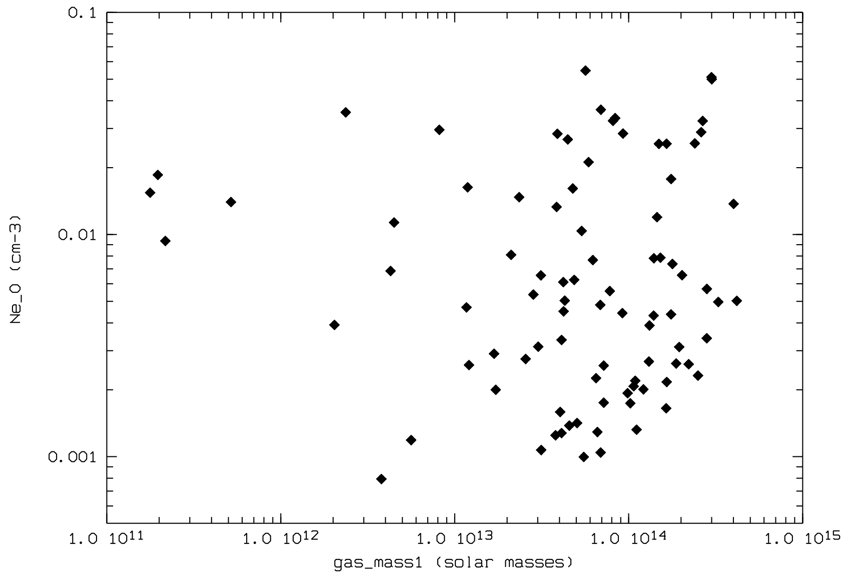

Abbildung 6.7: Zentrale Elektronenzahldichte in Abhängigkeit der Gasmasse für 88 Galaxienhaufen. Man erkennt, daß die zentrale Elektronenzahldichte unabhängig von der Gasmasse ist. Die Benutzung von zentralen Dichten, die mit dem Doppel-β-Modell bestimmt wurden, ändert an dieser Aussage nichts. Die Streuung zwischen $10^{-3} - 10^{-1}$ Elektronen pro cm^3 ist durch die unterschiedlichen zentralen Flächenhelligkeiten bedingt, die als Dichteschwankungen infolge unterschiedlich starker Cooling Flows interpretiert werden können.

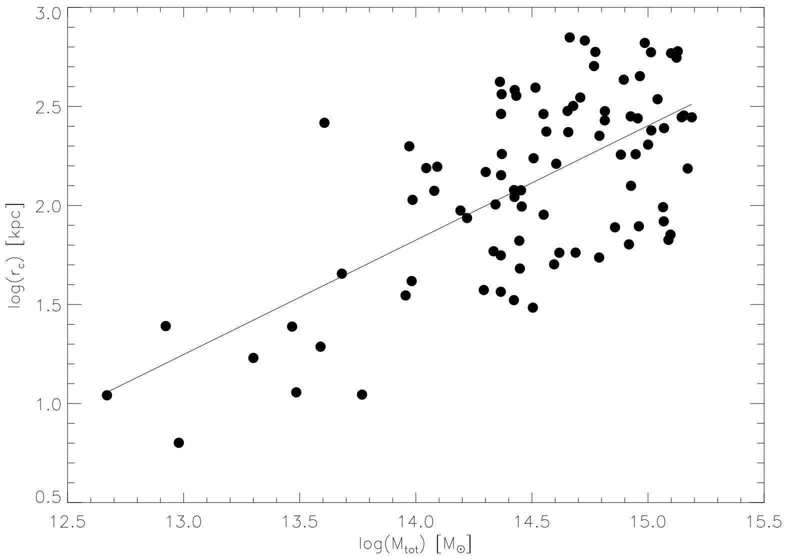

Abbildung 6.8: Der Kernradius in Abhängigkeit der Gesamtmasse für 88 Galaxienhaufen. Die Streuung spiegelt die Streuung in der zentralen Dichte wieder. Man beachte jedoch auch die in Abschnitt 5.3 abgeschätzten, nicht eingezeichneten, Fehler für die Gesamtmassenbestimmung von 50% bis zu einem Faktor zwei.

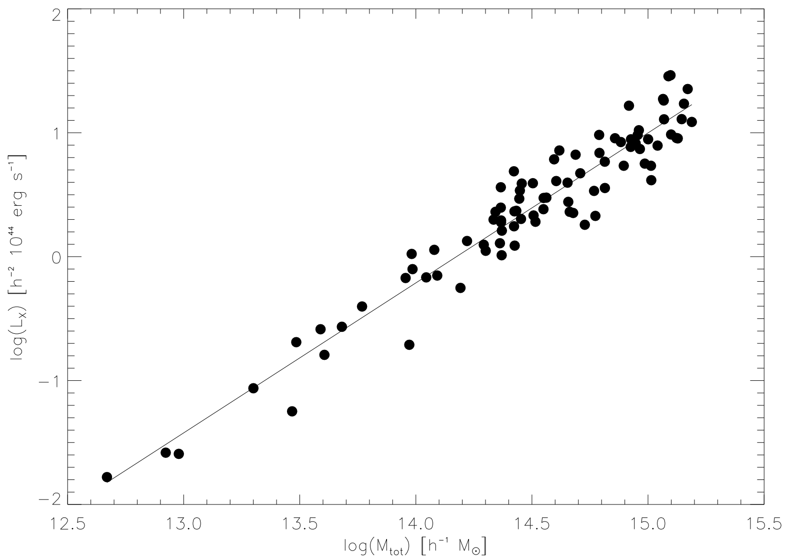

Abbildung 6.9: Die Leuchtkraft in Abhängigkeit der Gesamtmasse für 88 Galaxienhaufen.

ist $\sigma_L = 1.99$.

In Abb. 6.10 ist die Gastemperatur in Abhängigkeit der Gesamtmasse aufgetragen. Man muß dabei im Auge behalten, daß bei der Bestimmung der Gesamtmasse mit Hilfe von Gl. (5.3) die Temperatur linear eingegangen ist, $M_{\rm tot}$ und $T_{\rm gas}$ also nicht unabhängig voneinander bestimmt worden sind. Dennoch macht es Sinn, hier die $T_{\rm gas} - M_{\rm tot}$ Relation zu bestimmen, da bei Anwendungen dieser Relation bisher oft auf theoretische Herleitungen zurückgegriffen wird (Abschnitt 6.2.2). Die besten Werte für die Fitparameter für einen Fit

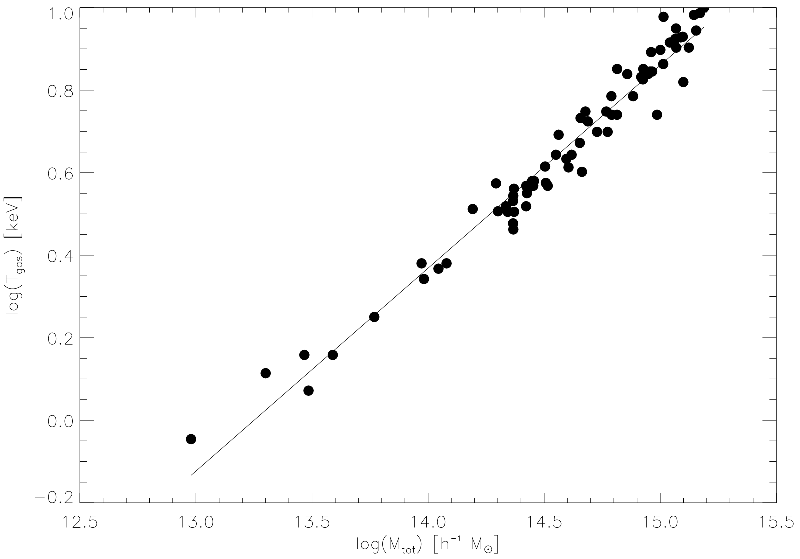

Abbildung 6.10: Die Gastemperatur in Abhängigkeit der Gesamtmasse für 74 Galaxienhaufen. Galaxienhaufen, deren Gastemperatur mit der $L_X - T_{\rm gas}$ Relation bestimmt wurden, wurden ausgeschlossen.

der Form $T_{\rm gas} = AM_{\rm tot}^{\alpha}$, wobei $T_{\rm gas}$ und A in Einheiten von keV und $M_{\rm tot}$ in Einheiten der Sonnenmasse gegeben sind, lauten $A = 3.04 \cdot 10^{-7}$ und $\alpha = 0.49$.

Nahezu unabhängig voneinander bestimmt sind hingegen Gasmasse und Temperatur. Eine lineare Regression an die logarithmisch aufgetragenen Datenpunkte in Abb. 6.11 liefert die Temperatur-Gasmasse Relation $T_{\rm gas} = 6.61 \cdot 10^{-5}\, M_{\rm gas}^{0.35}$, Einheiten wie bei der $T_{\rm gas} - M_{\rm tot}$ Relation.

Beim Bestimmen von $R_{\rm M}$ in Abschnitt 5.1.1 wurde ein Anteil der Gasmasse an der gesamten gravitativen Masse von 20% angenommen. Mit Hilfe der nun bestimmten Größen ist es möglich, diese Annahme zu überprüfen. In Abb. 6.12 ist das Verhältnis von Gasmasse zu Gesamtmasse, bestimmt jeweils bei $R_{\rm M}$, in Abhängigkeit der Gasmasse für 88 Haufen aufgetragen. Beim Anpassen einer Regressionsgeraden ergaben sich die Parameterwerte, so daß $f_{\rm gas} = 3.18 \cdot 10^{-5}\, M_{\rm gas}^{0.27}$, wobei $M_{\rm gas}$ in Einheiten der Sonnenmasse gegeben ist. Für die Abhängigkeit von der Gesamtmasse erhält man $f_{\rm gas} = 7.79 \cdot 10^{-6}\, M_{\rm tot}^{0.30}$.

Jedoch ist es angebracht, auch an dieser Stelle noch einmal auf die Fehler in der Gesamtmassenbestimmung (nicht eingezeichnet) hinzuweisen, die in Abschnitt 5.3 abgeschätzt wurden. Sie betragen 50% bis zu einem Faktor 2.

Um diesen relativ großen möglichen Fehler der Gesamtmassenbestimmung nicht in die

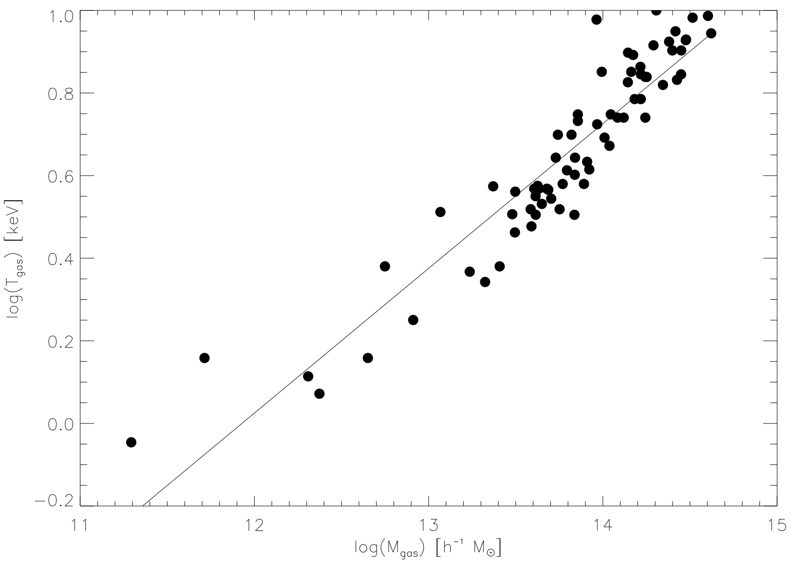

Abbildung 6.11: Die Gastemperatur in Abhängigkeit der Gasmasse für 74 Galaxienhaufen. Galaxienhaufen, deren Gastemperatur mit der $L_X - T_{\rm gas}$ Relation bestimmt wurden, wurden ausgeschlossen.

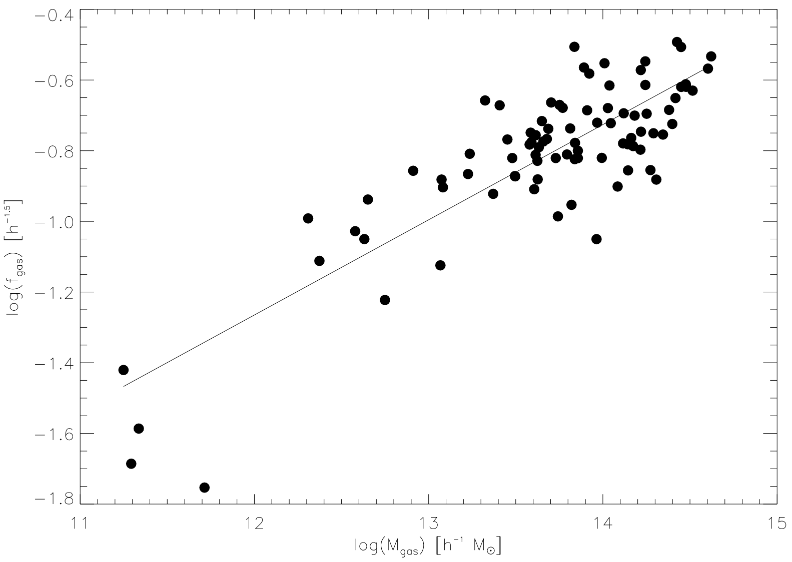

Abbildung 6.12: Das Verhältnis von Gasmasse zu Gesamtmasse in Abhängigkeit der Gasmasse für 88 Galaxienhaufen.

Gasmassenbestimmung einwirken zu lassen, war in Abschnitt 5.1.1 der konstante Wert von 20% für die zur Bestimmung von R_M benötigte mittlere Gesamtdichte angenommen worden. Aus dem nun bei einigen Haufen angedeuteten geringeren Gasanteil folgt, daß bei diesen Haufen R_M zu klein bestimmt wurde (vgl. Abschnitt 5.1.1) und damit die Gasmasse bei dem angegebenen Radius zwar relativ genau bestimmt ist, aber in bezug auf die angestrebte Vergleichbarkeit von Galaxienhaufen unterschiedlicher Größe etwas zu niedrig ist.

Bei möglichen unterschiedlichen Abhängigkeiten der Gas- und Gesamtdichte vom Radius könnte aus diesen Gründen auch die Vergleichbarkeit der bestimmten Gasanteile einiger Haufen leicht eingeschränkt sein.

6.2.2 Interpretation

Die im vorigen Abschnitt gezeigten Relationen werden nun mit den entsprechenden Relationen in bereits veröffentlichten Arbeiten verglichen und im Anschluß der Versuch einer in sich geschlossenen Deutung der Relationen dargestellt, außerdem wird auf mögliche qualitative Erklärungen kleiner systematischer Abweichungen eingegangen.

6.2.2.1 Vergleich

Ein Vergleich der in dieser Arbeit gewonnen $L_X - T_\mathrm{gas}$ Relationen mit der Relation von (MA) wurde bereits in den Abb. 6.4 und 6.5 dargestellt. Für Haufen mit $T_\mathrm{gas} \geq 3.5\,\mathrm{keV}$, dies ist eine untere Schranke der von (MA) analysierten Haufen, ist die Übereinstimmung fast perfekt. Bei Berücksichtigung aller ausgewerteten Haufen ist der Anstieg etwas steiler, aber immer noch in guter Übereinstimmung. Die Benutzung der $L_X - T_\mathrm{gas}$ Relation von (MA) zur Temperaturbestimmung von 14 Haufen in Abschnitt 4.4 ist daher gerechtfertigt. Von (HENRY & ARNAUD 1991) wurde ebenfalls eine $L_X - T_\mathrm{gas}$ Relation für 24 Galaxienhaufen aufgestellt. Es wurde die Proportionalität

$$L_X \propto T_\mathrm{gas}^{2.7} \tag{6.1}$$

gefunden. Die benutzte Relation von (MA) für 35 Haufen lautet

$$L_X = 6.28\, T_\mathrm{gas}^{2.09}\,. \tag{6.2}$$

Für 55 Haufen mit einer Temperatur oberhalb 3.5 keV wurde in dieser Arbeit die Relation zu

$$L_X = 5.98\, T_\mathrm{gas}^{2.11} \tag{6.3}$$

und unter Verwendung von 74 Haufen auch niederer Temperatur zu

$$L_X = 6.15\, T_\mathrm{gas}^{2.37} \tag{6.4}$$

bestimmt, wobei jeweils L_X in Einheiten von $h_{50}^{-2} 10^{44} \frac{\mathrm{erg}}{\mathrm{s}}$ und T_gas in Einheiten von 6 keV einzusetzen ist. Der höhere Exponent von 2.7 in (6.1) läßt sich gut verstehen, da bolometrische Leuchtkräfte benutzt wurden. Wie in Abschnitt 2.1.2.1 gezeigt, gilt im ROSAT-Energieband ($0.1 - 2.4\,\mathrm{keV}$) näherungsweise $L_X \propto \rho_\mathrm{gas}^2\, V$, für bolometrische Leuchtkräfte gilt jedoch $L_X \propto \rho_\mathrm{gas}^2\, V\, T_\mathrm{gas}^{\frac{1}{2}}$, also eine Erhöhung des Exponenten um 0.5.

Empirische Relationen für $L_X - M_{\rm gas}$ bzw. $L_X - M_{\rm tot}$ sind bisher nicht aufgestellt worden. Die hier bestimmten Relationen

$$L_X = 5.19 \cdot 10^{-13}\, M_{\rm gas}^{0.93} \tag{6.5}$$

mit einer Standardabweichung in der Leuchtkraft von $\sigma_L = 1.02$ und

$$L_X = 6.91 \cdot 10^{-18}\, M_{\rm tot}^{1.21} \tag{6.6}$$

mit einer Standardabweichung von $\sigma_L = 1.99$ stehen damit erstmals für eine Interpretation und für nutzbringende Anwendungen zur Verfügung (L_X in Einheiten von $h_{50}^{-2} 10^{44} \frac{\rm erg}{\rm s}$ und die Massen in Einheiten von $h_{50}^{-1} M_\odot$).

Die empirische Beziehung zwischen dem Kernradius und der Gesamtmasse wird in dieser Arbeit erstmals quantifiziert. Sie lautet

$$r_{\rm c} = 5.48 \cdot 10^{-7}\, M_{\rm tot}^{0.58}\,. \tag{6.7}$$

Der Kernradius ist dabei in kpc und die Masse in Einheiten der Sonnenmasse zu benutzen.

Die aufgestellten Relationen zwischen der Gastemperatur und der Gas- bzw. Gesamtmasse (Abb. 6.11 und 6.10) sind die umfangreichsten, die bisher empirisch bestimmt wurden. (Böhringer 1995b) testete an 9 Galaxienhaufen eine theoretisch erwartete Proportionalität $T_{\rm gas} \propto M_{\rm tot}^{\frac{2}{3}}$ (Voit & Donahue 1998, und Literaturangaben darin) und fand gute Übereinstimmung. In dieser Arbeit erhält man für 74 Haufen

$$T_{\rm gas} = 6.61 \cdot 10^{-5}\, M_{\rm gas}^{0.35} \tag{6.8}$$

und

$$T_{\rm gas} = 3.04 \cdot 10^{-7}\, M_{\rm tot}^{0.49}, \tag{6.9}$$

wobei $T_{\rm gas}$ in Einheiten von keV und die Massen in Einheiten von $h_{50}^{-1} M_\odot$ anzugeben sind. Angesichts der Ungenauigkeit in der Temperaturbestimmung und der Zusammenstellung aus vielen verschiedenen Quellen, sowie der Berücksichtigung auch kleiner Haufen und Gruppen (vgl. Abschnitt 6.2.2.3) stimmt auch dieses Ergebnis gut mit einer Proportionalität $T_{\rm gas} \propto M_{\rm tot}^{\frac{2}{3}}$ überein.

Ein Trend zu höheren Gasanteilen mit steigender Masse von Galaxienhaufen ist bereits von mehreren Autoren gefunden worden, z. B. (David et al. 1995). In dieser Arbeit wird er zum ersten Mal quantifiziert. Die für 88 Galaxienhaufen aufgestellten Relationen lauten

$$f_{\rm gas} = 3.18 \cdot 10^{-5} M_{\rm gas}^{0.27} \tag{6.10}$$

und

$$f_{\rm gas} = 7.79 \cdot 10^{-6} M_{\rm tot}^{0.30}\,. \tag{6.11}$$

Betrachtet man Abb. 6.12, so stellt man fest, daß die meisten Haufen bei $\log(0.2) = -0.7$ oder etwas darunter liegen. Dies zeigt, daß die Benutzung von $f_{\rm gas}(R_{\rm M}) = 0.20\, h_{50}^{-1.5}$ zur Bestimmung von $R_{\rm M}$ eine gute Wahl ist, wenn man die Unsicherheit bei der Bestimmung der Gesamtmasse berücksichtigt, und die kleinsten Objekte ausnimmt.

6.2.2.2 Deutung der Relationen

Wie können die beobachteten Relationen der Haufenparameter verstanden werden? Eine selbstähnliche Betrachtung von Galaxienhaufen führt auf folgende Relation

$$M_{\mathrm{tot}}(R_{\mathrm{ch}}) \propto R_{\mathrm{ch}}^3\,, \tag{6.12}$$

wobei $M_{\mathrm{tot}}(R_{\mathrm{ch}})$ die Gesamtmasse innerhalb eines charakteristischen Radius' R_{ch} ist, der für jeden Haufen objektiv gewählt werden muß . Setzt man Virialgleichgewicht voraus, folgt aus dem Virialsatz

$$T_{\mathrm{gas}} \propto \frac{M_{\mathrm{tot}}(R_{\mathrm{ch}})}{R_{\mathrm{ch}}}\,. \tag{6.13}$$

Bei beiden Proportionalitäten wird angenommen, daß die Haufen zur gleichen Epoche entstanden sind. Kombiniert man die beiden, erhält man

$$T_{\mathrm{gas}} \propto M_{\mathrm{tot}}^{\frac{2}{3}}(R_{\mathrm{ch}})\,. \tag{6.14}$$

Diese Proportionalität wird gut durch die beobachtete Relation

$$T_{\mathrm{gas}} \propto M_{\mathrm{tot}}^{0.49} \tag{6.15}$$

reproduziert. Eine noch bessere Übereinstimmung erhält man, wenn man die kleinsten Haufen nicht berücksichtigt, da bei diesen andere physikalische Prozesse wichtig werden (Abschnitt 6.2.2.3). Benutzt man

$$f_{\mathrm{gas}} = \frac{M_{\mathrm{gas}}}{M_{\mathrm{tot}}} \tag{6.16}$$

und die beobachtete Abhängigkeit $f_{\mathrm{gas}} \propto M_{\mathrm{gas}}^{0.27}$, erhält man

$$T_{\mathrm{gas}} \propto M_{\mathrm{gas}}^{0.49}\,. \tag{6.17}$$

Der Vergleich mit der aus den Beobachtungen abgeleiteten Relation

$$T_{\mathrm{gas}} \propto M_{\mathrm{gas}}^{0.35} \tag{6.18}$$

zeigt angesichts des recht großen möglichen Fehlers bei der Bestimmung des Gasanteils eine gute Übereinstimmung.

Wegen Gl. (2.8) und (2.9) hat man im ROSAT-Energieband

$$L_X \propto \rho_{\mathrm{gas}}^2 V\,. \tag{6.19}$$

Mit $\rho_{\mathrm{gas}} = \frac{M_{\mathrm{gas}}}{V}$ und $V \propto R_{\mathrm{ch}}^3$ folgt

$$L_X \propto M_{\mathrm{gas}}^2 R_{\mathrm{ch}}^{-3}\,. \tag{6.20}$$

Verwendet man nun wieder (6.12) und benutzt (6.16) ergibt sich

$$L_X \propto f_{\mathrm{gas}}^2 M_{\mathrm{tot}}\,. \tag{6.21}$$

Der Gasanteil muß aus den Beobachtungen geliefert werden. Es ergab sich, daß die meisten Haufen um einen konstanten Wert von $\sim 20\%$ streuen. Dies würde auf eine lineare Proportionalität zwischen L_X und $M_{\rm tot}$ hindeuten. Jedoch wurde zu leichteren Haufen hin die Abhängigkeit $f_{\rm gas} \propto M_{\rm tot}^{0.30}$ gefunden. Eingesetzt in (6.21) erhält man

$$L_X \propto M_{\rm tot}^{1.60} \,. \tag{6.22}$$

Angesichts der Tatsache, daß die meisten Haufen in der hier behandelten Auswahl um einen konstanten Wert für den Gasanteil streuen, paßt dieses Bild ausreichend gut zu der beobachteten Relation

$$L_X \propto M_{\rm tot}^{1.21} \,. \tag{6.23}$$

Aus (6.20) ergibt sich auch, daß

$$L_X \propto f_{\rm gas} M_{\rm gas} \,, \tag{6.24}$$

und mit der gefundenen Abhängigkeit $f_{\rm gas} \propto M_{\rm gas}^{0.27}$ damit

$$L_X \propto M_{\rm gas}^{1.27} \,. \tag{6.25}$$

Dies stimmt wieder befriedigend mit der beobachteten Relation

$$L_X \propto M_{\rm gas}^{0.93} \tag{6.26}$$

überein.

Um die Leuchtkraft-Temperatur Relation in diesem Bild zu erhalten, kombiniert man (6.14) und (6.22) und erhält

$$L_X \propto T_{\rm gas}^{2.40} \,. \tag{6.27}$$

Diese Proportionalität ist nahezu exakt die gleiche wie die aus den Beobachtungsdaten gewonnene

$$L_X \propto T_{\rm gas}^{2.37} \,. \tag{6.28}$$

Aus den im Rahmen der Meßgenauigkeiten gefundenen guten Übereinstimmungen zwischen diesen einfachen theoretischen Überlegungen und den Beobachtungen läßt sich schließen, daß die Galaxienhaufen mindestens bis zu dem gewählten äußeren Radius $R_{\rm M}$ im allgemeinen als virialisiert angesehen werden können. Außerdem erweist sich die selbstähnliche Beschreibung von Galaxienhaufen als gerechtfertigt. Daraus folgt, daß trotz großer Unterschiede bei einem direkten Vergleich der internen Parameter, Galaxienhaufen als eine relativ homogene Gruppe astronomischer Objekte aufgefaßt werden können.

6.2.2.3 Deutung der Abweichungen

Die Graphen in den Abbildungen in Abschnitt 6.2.1 zeigen klar, daß die gefundenen Relationen auf eindeutigen Korrelationen der internen Parameter basieren. Allerdings findet man geringe systematische Abweichungen, die sich als ein leichtes Abknicken zu Haufen geringer Masse hin beschreiben lassen. Wie läßt sich dieser Effekt physikalisch interpretieren?

Bei der $L_X - T_{\rm gas}$ Relation in Abb. 6.5 stellt man einen leichten Abfall der Steigung zum leuchtschwachen Ende hin fest, gleichbedeutend mit einem schwächeren Abfall der Gastemperatur bei kleineren Haufen und Gruppen.

Ein noch stärkerer Abfall der Steigung wurde bereits von (Ponman et al. 1996) gefunden. Sie untersuchten 22 Hickson-Galaxiengruppen und verglichen die aufgestellte $L_X - T_{\rm gas}$ Relation mit der Relation von Galaxienhaufen. Der Beitrag zur Leuchtkraft von möglicherweise vorhandenen zentralen Galaxien der Gruppen wurde ausgeschnitten, dabei könnte ein Teil der Gruppenemission mit ausgeschnitten worden sein. Der relative Anteil der ausgeschnittenen Leuchtkraft erhöht sich dabei mit sinkender Leuchtkraft der Gruppen, was zur Verstärkung des Effekts beitragen könnte. Dies würde den von (Ponman et al. 1996) gefundenen noch stärkeren Abfall erklären.

Zum leuchtschwachen Ende der $L_X - M_{\rm gas}$ Relation in Abb. 6.6 hin erkennt man einen Trend zu einem flacheren Abfall, gleichbedeutend mit einem leicht schwächeren Abfall der Leuchtkraft bei kleineren Haufen und Gruppen.

Bei der $T_{\rm gas} - M_{\rm tot}$ Relation in Abb. 6.10 und noch gravierender bei der $T_{\rm gas} - M_{\rm gas}$ Relation in Abb. 6.11 erkennt man einen flacheren Abfall zu leichteren Massen hin, gleichbedeutend mit einem schwächeren Abfall der Temperatur bei kleineren Haufen und Gruppen.

Weiterhin erkennt man an der gefundenen Relation in Abb. 6.12, daß leichtere Haufen im allgemeinen einen geringeren Gasanteil besitzen.

Eine angebotene qualitative Erklärung ist der Einfluß von galaktischen Winden, vgl. z. B. (Evrard et al. 1996), (Mohr & Evrard 1997). In diesem Bild liefert das aus Galaxien herausgeblasene Gas einen Beitrag zur Temperatur. Die Ursache dieser Winde wird in einer großen Anzahl früherer Supernovae vermutet. Ein Hinweis auf eine verstärkte Supernova-Aktivität ist die Anreicherung des IHGs mit schweren Elementen ($A \sim 0.3\,$solar). Die Theorie der Elemententstehung (Nukleosynthese) sagt voraus, daß Elemente schwerer als Helium nahezu ausschließlich in Sternen produziert werden. Winde von Supernovae müssen daher den Anteil von Metallen im primordialen intergalaktischen Medium erhöht haben. Der durch diese Winde hervorgerufene relative Beitrag zur Temperatur des IHGs ist dabei umso größer, je niedriger die Temperatur des Haufens ist.

In diesem Bild wird damit der schwächere Abfall der Gastemperaturen zu leuchtschwächeren und damit kühleren Haufen hin qualitativ erklärt, ebenso der schwächere Abfall der Temperaturen zu weniger massiven und damit ebenfalls kühleren Haufen hin. Auch kann man die Abnahme des Gasanteils mit abnehmender Masse in diesem Licht sehr gut deuten, da der zusätzliche relative Energiebeitrag durch die galaktischen Winde bei kleinen Haufen größer ist als bei großen und damit mehr Gas aus dem Potentialtopf des Haufens entweichen kann.

Modellrechnungen unter Berücksichtigung galaktischer Winde sagen auch eine Verdünnung des IHGs und eine Abflachung des Dichteprofils bei kleinen Haufen voraus, z. B. (Metzler & Evrard 1997). Dies würde zu niedrigeren zentralen Dichten zu kleineren Haufen hin führen und damit zu einem stärken Abfall der Neigung der $L_X - M_{\rm gas}$ Relation zu leichteren Haufen hin ($\epsilon_\nu \propto \rho_{\rm gas}^2$, $M_{\rm gas} \propto \rho_{\rm gas}$). Dies kann man jedoch in der $L_X - M_{\rm gas}$ Relation nicht erkennen, sondern sogar eher einen schwächeren Abfall.

Diesen schwächeren Abfall könnte man hingegegen versuchen durch höhere zentrale Dichten zu verstehen. Man kann sich z. B. vorstellen, daß wegen der geringeren Temperatur die Kühlzeit kleiner Haufen kürzer ist und sich deswegen schneller ein Cooling Flow ausbildet, der zu einer Zunahme der zentralen Dichte führen würde. In Abb. 6.7 ist ein solcher Trend jedoch kaum zu erkennen.

Diese Argumentation soll verdeutlichen, daß einige Details dieser Interpretationen die Einbeziehung weiterer, aus den Beobachtungen abgeleiteter Parameter erforderlich machen, so zum Beispiel die Stärke der Cooling Flows (Massenflußraten).

Die im Sinne einer Vergleichbarkeit möglicherweise unterschätzten (Gas-) Massen einiger leichter Haufen würden zu einer geringen Abschwächung der Abweichungen der $T_{\rm gas} - M_{\rm tot}$, $T_{\rm gas} - M_{\rm gas}$ und $L_X - M_{\rm gas}$ Relation führen. Der Verlauf der $L_X - T_{\rm gas}$ Relation bleibt unverändert.

6.2.3 Anwendungen

Von den in dieser Arbeit aufgestellten Relationen gab es bisher nur für die $L_X - T_{\rm gas}$ Relation empirisch bestimmte Werte. Die nun zur Verfügung stehenden empirischen Relationen können vielfältig angewendet werden. Zum einen können theoretische Überlegungen zu Relationen überprüft und damit das Verständnis von Galaxienhaufen vertieft werden. Zum anderen kann für praktische Anwendungen auf theoretisch aufgestellte Relationen verzichtet werden.

In diesem Zusammenhang ist die $T_{\rm gas} - M_{\rm tot}$ Relation besonders zu erwähnen. Für diese Relation sind bisher unterschiedliche theoretische Versionen zum Einsatz gekommen, z. B. zur Untersuchung der Massenverteilung in den Arbeiten von (Bahcall & Cen 1993, $T_{\rm gas} \propto M_{\rm tot}$, Gl. (5)) und (Henry & Arnaud 1991, $T_{\rm gas} \propto M_{\rm tot}^{\frac{2}{3}}$, Gl. (7)). Die hier bestimmte Proportionalität ist $T_{\rm gas} \propto M_{\rm tot}^{0.49}$. Dieser Exponent ist etwas kleiner als die bisher benutzten Werte. Der Unterschied verringert sich, wenn leuchtschwache Haufen und Gruppen ausgeschlossen werden. Es muß allerdings noch einmal erwähnt werden, daß $T_{\rm gas}$ und $M_{\rm tot}$ nicht unabhängigkeit voneinander bestimmt wurden, was eine Verzerrung der Relation bewirken könnte. Die Streuung in der Relation wird sich weiter reduzieren lassen, wenn für alle Haufen homogen bestimmte, emissionsgewichtete Temperaturen zur Verfügung stehen. Dies gilt auch für die $L_X - T_{\rm gas}$ Relation.

Für die $T_{\rm gas} - M_{\rm gas}$ Relation ist bisher keine theoretische Relation aufgestellt worden, die angewendet worden ist. Die Gasmasse ist nahezu unabhängig von der Temperatur bestimmt worden. Daher ist diese empirische Relation besonders gut geeignet, Gasmassen aus der Temperatur und umgekehrt zu erschließen.

Ebenso wurde bisher weder eine empirische $L_X - M_{\rm gas}$ bzw. $L_X - M_{\rm tot}$ Relation veröffentlicht, noch eine theoretische Version angewendet. Diese Relationen sind jedoch von besonderer Bedeutung, da einerseits die Leuchtkraft eine relativ leicht und robust bestimmbare Größe ist und andererseits die Massen von Galaxienhaufen die wichtigsten Größen für kosmologische Untersuchungen sind und besonders für weiter entfernte Haufen nur schwierig oder bisher gar nicht zu bestimmen sind. Die Gesamtmasse ist der direkteste Parameter, der in analytischen kosmologischen Modellen, z. B. (Press & Schechter 1974), vorhergesagt wird. Ebenfalls erhält man Gas- und Gesamtmasse in Simulationen ohne Zusatzannahmen, wie sie beispielsweise für die Temperatur benötigt werden. Die in naher Zukunft zu erwartenden Veröffentlichungen einer großen Zahl von Leuchtkräften, z. B. BCS ~ 200, REFLEX ~ 500 und mittelfristig unter der vollen Ausnutzung des RASS ~ 2000, bieten die Möglichkeit, unter Benutzung der hier bestimmten Leuchtkraft-Masse Relation, die Anzahl der verläßlich geschätzten Massen von Galaxienhaufen um eine Größenordnung zu erhöhen. Die Streuung der Relationen ist mit $\sigma_L = 1.02$ bzw. $\sigma_L = 1.99$ schon sehr gering und kann möglicherweise noch weiter reduziert werden, indem man die Leuchtkraft innerhalb des exakt gleichen Radius wie bei der Massenbestimmung bestimmt, also innerhalb von $R_{\rm M}$ statt innerhalb von $R_{\rm cut}$. Vor der Anwendung auf sehr weit entfernte Haufen muß überprüft werden, ob die Relation durch Entwicklungseffekte beeinflußt wird. Einen Hinweis kann der Vergleich der in Abschnitt 6.3.1 aufgestellten Leuchtkraftfunktion mit der von weit entfernten Haufen liefern.

Eine weitere Möglichkeit der Abschätzung von Gesamtmassen mit Hilfe leichter meßbarer Größen könnte die Kernradius-Gesamtmasse Relation bieten. Um verläßliche Aussagen machen zu können ist es jedoch nötig, die relativ starke Streuung unter Einbeziehung eines Kriteriums für unterschiedlich starke Cooling Flows zu reduzieren.

In einige der theoretisch motivierten Proportionalitäten in Abschnitt 6.2.2.2 gehen die beobachteten Relationen zwischen dem Gasanteil und der (Gas-) Masse ein, da eine theoretisch motivierte Proportionalität noch nicht aufgestellt wurde. Man erkennt daran die Wichtigkeit einer korrekten Bestimmung dieser Relationen. Sie wurden in dieser Arbeit zum ersten Mal quantitativ aufgestellt, sind jedoch noch mit relativ großer Streuung behaftet. Mit den Daten zukünftiger Röntgensatelliten, insbesondere AXAF und XMM, wird in Zukunft eine genauere Bestimmung der radialen Temperaturprofile von Galaxienhaufen ermöglicht werden. Dies wird dazu beitragen die Streuung dieser und anderer Relationen, in die die Gesamtmasse eingeht, zu minimieren.

6.3 Verteilungsfunktionen

Bei der nun folgenden Leuchtkraft- und (Gas-) Massenfunktion ist die hohe Vollständigkeit der röntgenflußbegrenzten Stichprobe sehr wichtig, da die absolute Anzahl von Haufen innerhalb eines bestimmten Volumens entscheidend ist. Aus diesem Grund wurden in Abschnitt 3.2 Auswahlkriterien eingeführt. Nach dem Anwenden dieser Kriterien enthält die Stichprobe 61 Galaxienhaufen. Die Vollständigkeit der Stichprobe wurde auf 90% geschätzt (Abschnitt 3.3).

6.3.1 Daten

Die Röntgenleuchtkraft ist eine wichtige intrinsische Größe, die bei der Untersuchung eines Galaxienhaufens als eine der ersten Größen bestimmt wird. Mit Hilfe dieser relativ robust bestimmbaren Größe kann eine Stichprobe von Haufen dann z. B. auf mögliche Entwicklungseffekte untersucht werden. Eine gebräuchliche Definition für die differentielle Leuchtkraftfunktion XLF ist

$$\mathrm{XLF} = \frac{dn}{dL_X}, \tag{6.29}$$

wobei dn die Raumdichte von Haufen mit Flüssen über dem Flußlimit und Leuchtkräften innerhalb eines Intervalls dL_X um L_X ist. dn ist für jeden Haufen gegeben durch

$$dn = \frac{1}{V_{\max}}, \tag{6.30}$$

dabei ist $V_{\max}$ das maximale physikalische Suchvolumen für den Raumwinkel Ω, der durch die Himmelsabdeckung ($\Omega = 26\,720\square^\circ = 8.139\,\mathrm{ster}$) gegeben ist. Es gilt nach den Gln. (2.20) und (2.24)

$$V_{\max} = \frac{\Omega}{3} D^3_{L_{\max}} (1 + z_{\max})^{-3}, \tag{6.31}$$

wobei man $D_{L_{\max}}$ erhält, indem man in Gl. (2.23) L_{bol} durch L_X und f_{bol} durch das Flußlimit $f_{X_{\lim}}$ ersetzt, und $z_{\max}$ ergibt sich, indem man in Gl. (2.28) D_L durch $D_{L_{\max}}$ ersetzt. Aufgetragen wird die differentielle XLF, indem die inversen Suchvolumina für eine bestimmte

Anzahl Galaxienhaufen addiert werden und die Summe durch das aufgespannte Leuchtkraftintervall geteilt wird. In Abb. 6.13 ist die so erhaltene Leuchtkraftfunktion zu sehen. Zum Vergleich ist der beste Fit einer Schechter-Funktion (SCHECHTER 1976) an die Leuchtkraftfunktion für $z \leq 0.3$ von (EBELING et al. 1997) gezeigt. Die beiden XLFn stimmen sehr gut überein. Die in dieser Arbeit erstellte Funktion liegt sogar etwas höher, d. h. es wurden mehr Haufen in einem bestimmten Leuchtkraftintervall pro Volumen gefunden. Der Unterschied ist jedoch nicht signifikant.

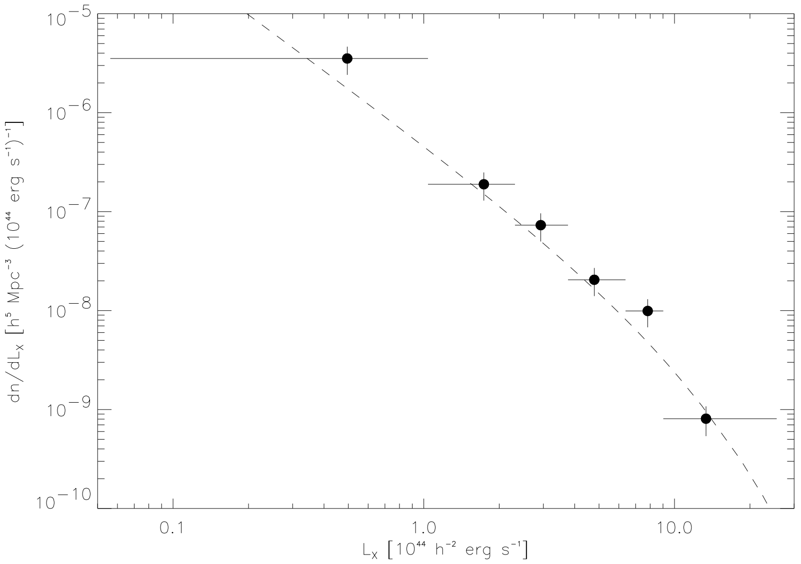

Abbildung 6.13: Differentielle Leuchtkraftfunktion für 61 Galaxienhaufen. In jedem Bin sind zehn inverse Suchvolumina aufaddiert und die Summe durch das Leuchtkraftintervall geteilt. Das Leuchtkraftintervall ist gegeben durch den Leuchtkraftabstand zwischen dem leuchtschwächsten und leuchtkräftigsten Haufen im Bin plus dem jeweiligen halben Abstand zu den angrenzenden Haufen. Dies bedingt, daß der absolut leuchtkräftigste und leuchtschwächste Haufen nicht in den 6 Bins enthalten sind, da sie benötigt werden, um das Leuchtkraftintervall des ersten und letzten Bins zu berechnen. Die jeweiligen Intervalle sind durch horizontale Balken gekennzeichnet. Durch die vertikalen Balken sind die Poissonfehler gegeben. Im Bin mit den leuchtkräftigsten Haufen sind neun Haufen enthalten. Der beste Fit einer Schechter-Funktion an die Leuchtkraftfunktion von (EBELING et al. 1997) ist durch die gestrichelte Linie dargestellt.

Mit Hilfe der Gas- bzw. Gesamtmassenfunktion ist es möglich, kosmologische Parameter einzugrenzen, indem man sie mit analytischen Press-Schechter-Funktionen oder mit numerischen Simulationen vergleicht. Auch kann eine Normierung des Leistungsspektrums durchgeführt werden.

Die zum Aufstellen der Massenfunktionen benötigten maximalen Suchvolumina müssen nicht unbedingt mit den für die Leuchtkraftfunktion bestimmten $V_{\max}$ übereinstimmen. Dies ist nur der Fall, wenn jeder möglichen Masse eines Haufens exakt eine Leuchtkraft zugeordnet werden kann, also wenn für die Haufen Leuchtkraft-Masse Relationen ohne Streuung existieren. Die in den Abb. 6.6 und 6.9 gezeigten Leuchtkraft-Masse Relationen zeigen eine nur geringe Streuung. Aus diesem Grund werden die schon berechneten $V_{\max}$ benutzt.

In den Abb. 6.14 und 6.15 sind die integrierten Massenfunktionen dargestellt.

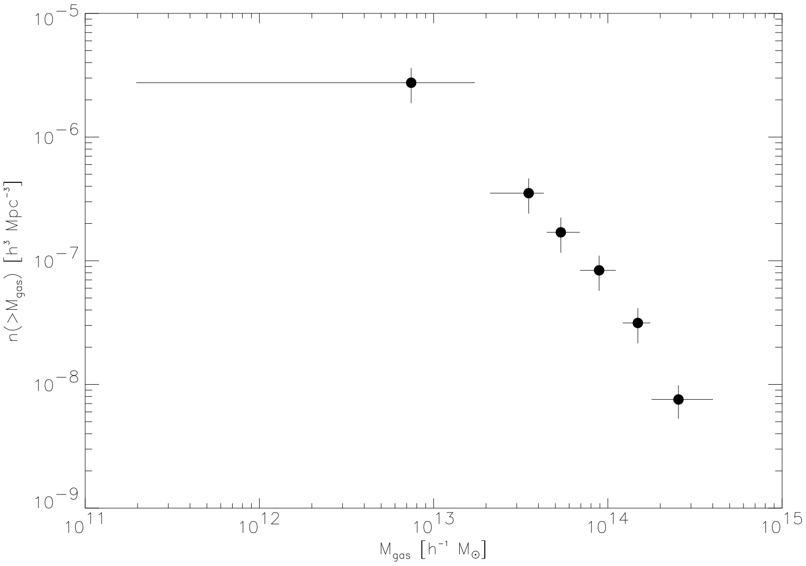

Abbildung 6.14: Integrale Gasmassenfunktion für 61 Galaxienhaufen. Auf der Ordinate ist die Anzahldichte von Galaxienhaufen, deren Gasmasse größer ist als die auf der Abszisse, aufgetragen. Im Bin mit den Haufen mit den höchsten Gasmassen sind elf Haufen enthalten, in den anderen Bins jeweils zehn. Durch die vertikalen Balken sind die Poissonfehler gegeben. Der horizontale Balken gibt die Differenz zwischen dem Haufen mit der kleinsten und größten Gasmasse im Bin an.

6.3.2 Interpretation

Die sehr gute Übereinstimmung der Leuchtkraftfunktionen in Abb. 6.13 stellt einen Hinweis auf eine hohe erreichte Vollständigkeit dar, da eine sehr ähnliche, leicht höher liegende Dichte von Haufen gefunden wurde. Die beiden Stichproben sind nicht direkt vergleichbar, da die Stichprobe von (Ebeling et al. 1997, BCS) ein tieferes Flußlimit, aber dafür eine geringere Himmelsabdeckung (Abschnitt 3.1) hat. Das bedeutet, daß in der hier behandelten Stichprobe die Anzahl naher Haufen größer ist und im BCS die Anzahl von weiter entfernten ($z \leq 0.3$) Haufen. Außerdem unterscheiden sich die Bestimmungsmethoden für die Leuchtkraft (BCS: VTP (Ebeling 1993)). Diese Unterschiede machen die gefundene Übereinstimmung noch erfreulicher.

Die Leuchtkraft wurde in Abschnitt 4.5 mittels der gemessenen Flüsse innerhalb des Abschneideradius $R_{\rm cut}$ bestimmt. Mit zunehmender Entfernung eines Haufens wird $R_{\rm cut}$ kleiner (in Mpc, nicht nur in Bogenminuten), da die Emission schon bei einer höheren Dichte in den Hintergrund übergeht. Man kann versuchen, die durch diesen Effekt verursachten Unterschiede zu modellieren, z. B. (Briel & Henry 1993), jedoch dürften die Unterschiede bei dem hier behandelten Entfernungsintervall gering sein.

Eine Gasmassenfunktion für Galaxienhaufen wurde bisher nur einmal bestimmt (Burns et al. 1996). Dabei wurden im optischen selektierte arme Haufen und Abell-Haufen verwen-

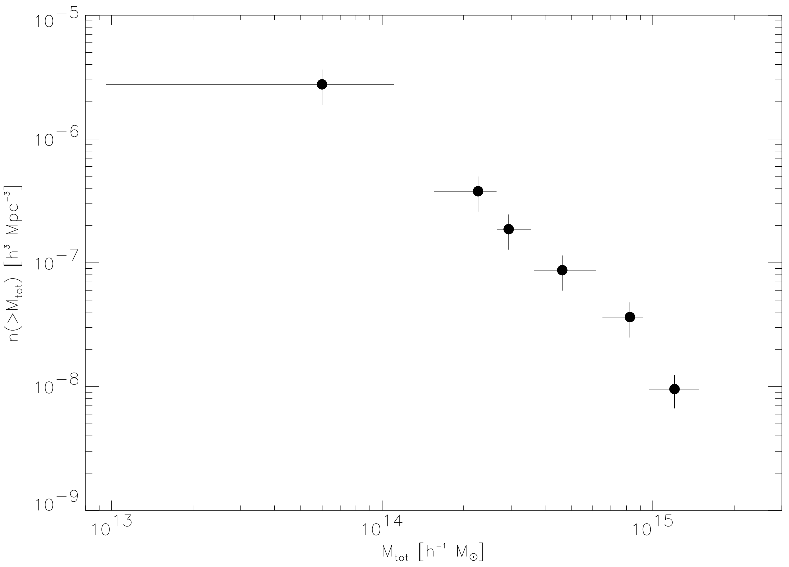

Abbildung 6.15: Integrale Gesamtmassenfunktion für 61 Galaxienhaufen, analog zur Gasmassenfunktion.

det. Die Haufen wurden dann im RASS untersucht und 22 arme Haufen und 33 Abell-Haufen detektiert. Die Gasmassen wurden mit den RASS Daten bestimmt. Die Parameter $\beta = \frac{2}{3}$ und $r_c = 130\, h_{50}^{-1}$ kpc wurden für alle Haufen konstant angenommen. Die Gasmassen wurden innerhalb eines festen Radius von $3\, h_{50}^{-1}$ Mpc bestimmt. Vergleicht man diese Gasmassenfunktion mit der hier gezeigten (nach der Transformation auf $H_0 = 100 \frac{\text{km}}{\text{s}\cdot\text{Mpc}}$), dann stellt man fest, daß sie um einen Faktor drei bis vier höher liegt. Die tatsächliche Diskrepanz liegt jedoch unter diesem Wert. Für die Masse innerhalb eines bestimmten Radius gilt $M(r) \propto \rho r^3$. (David et al. 1995) messen $\rho_{\text{gas}} \propto r^{-[1,2]}$, d. h. $M_{\text{gas}}(r) \propto r^{[1,2]}$. Die in dieser Stichprobe angewendete individuelle Methode der Bestimmung des äußeren Radius' R_{M} (Abschnitt 5.1.1), die eine Vergleichbarkeit von Galaxienhaufen unterschiedlicher Größe gewährleistet, führt auf äußere Radien um $1.5\, h_{50}^{-1}$ Mpc, da für die mittlere Gesamtdichte eines Haufens $\langle \rho_{\text{tot}} \rangle$ ein konservativer Minimalwert von $500\, \rho_c$ festgelegt wurde, um möglichst sicher zu gehen, daß der Haufen innerhalb dieses Radius' im hydrostatischen Gleichgewicht ist. Schätzt man nun grob ab, daß ein um einen Faktor zwei vergrößerter Radius eine Verschiebung zu höheren Massen um einen Faktor drei bewirkt, werden die Unterschiede sehr klein. Verbleibende Unterschiede lassen sich auf die unterschiedlichen Methoden der Datenreduktion zurückführen. Für die Analyse der meisten Haufen in dieser Arbeit wurden pointierte Beobachtungen benutzt, deren Belichtungszeiten um einen Faktor $10 - 30$ höher liegen als die des RASS. Die Annahme von konstanten Parametern β und r_c im Vergleich zu der hier für jeden Haufen individuell durchgeführten Anpassung kann zu Abweichungen in der Gasmassenbestimmung führen. Nicht zuletzt könnte es Unterschiede in den Populationen im optischen und im Röntgenbereich selektierter Haufen geben.

In dieser Arbeit wurde zum ersten Mal mit Röntgendaten die Gesamtmassenfunktion (Abb. 6.15), unter der Benutzung der individuell bestimmten Einzelmassen aufgestellt. Beim direkten Vergleich der Massenfunktionen von (Bahcall & Cen 1993), (Biviano et al. 1993) und (Girardi et al. 1998a) mit der hier gezeigten Massenfunktion (nach der Transformation auf $H_0 = 100 \frac{\mathrm{km}}{\mathrm{s \cdot Mpc}}$) findet man folgendes: Bei einer Haufenmasse von $10^{15} M_\odot$ liegen die Dichten bei den drei vorgenannten Arbeiten bei $10^{-8} - 10^{-6}\,\mathrm{Mpc}^{-3}$, hier um $2 \cdot 10^{-8}\,\mathrm{Mpc}^{-3}$. Bei $10^{14} M_\odot$ bei $3 \cdot 10^{-5}\,\mathrm{Mpc}^{-3}$ und hier bei $5 \cdot 10^{-6}\,\mathrm{Mpc}^{-3}$, d. h. einen Faktor sechs niedriger. (Bahcall & Cen 1993) geben Dichten zu noch niedrigeren Massen an. Der Bin bei der niedrigsten Masse der vorliegenden Arbeit bei $3 \cdot 10^{13} M_\odot\,\mathrm{Mpc}^{-3}$ liegt um einen Faktor zehn niedriger. Worin liegt die Ursache dieser mit sinkender Masse ansteigenden Diskrepanzen? Allen drei genannten Arbeiten ist gemeinsam, daß die Massen über die Geschwindigkeitsdispersion von Galaxien bestimmt wurden (bei (Bahcall & Cen 1993) zumindest teilweise). Bei dieser Methode kann es zu Projektionseffekten kommen, d. h. Galaxien, die entlang der Sichtlinie gesehen, dem Haufen zugeordnet werden, jedoch nicht physikalisch mit diesem verbunden oder zumindest nicht gravitativ gebunden sind, verfälschen die gemessene Dispersion. Die Dispersion wird in diesem Fall systematisch zu hoch bestimmt, da einerseits weiter von dem Haufen entfernte Galaxien abweichende kosmologische Rotverschiebungen besitzen und andererseits einfallende Galaxien höhere Geschwindigkeiten besitzen. Insbesondere wird bei kleinen Gruppen geschätzt, daß nur $50 - 70\%$ tatsächlich 'echt' sind, d. h. physikalisch miteinander verbundene Systeme sind, z. B. (Ramella et al. 1989), (Ramella et al. 1995). Solche fälschlicherweise als Galaxiengruppe identifizierte Objekte weisen ebenfalls wegen der unterschiedlichen Rotverschiebungen hohe Geschwindigkeitsdispersionen auf. Die möglicherweise durch diese Effekte zu hoch bestimmten Massen werden bei Haufen auf einen Faktor zwei und zu Gruppen hin auf einen Faktor vier abgeschätzt. Weiterhin benutzen alle drei Arbeiten einen festen Radius von $3\,h_{50}^{-1}$ Mpc, was wie oben ausgeführt ((David et al. 1995) finden $\rho_{\mathrm{tot}} \propto r^{-2}$) zu höher bestimmten Massen von einem Faktor drei bis vier führen kann. Diese addierten Fehler können die größeren Diskrepanzen zu kleineren Massen leicht erklären. Ebenfalls können Unterschiede durch die Auswahl der Galaxienhaufen und die Vollständigkeit der Stichprobe entstehen. Darüberhinaus sind wie in Abschnitt 5.3 verdeutlicht die hier abgeschätzten Gesamtmassen mit Fehlern in der Größenordnung von 50% bis zu einem Faktor zwei versehen. Alles in allem stellt die in dieser Arbeit erstmals mit der in Kap. 5 beschriebenen Massenbestimmungsmethode bestimmte (Gas-) Massenfunktion eine Abweichung von bisher bestimmten Funktionen dar, deren Ursachen und Auswirkungen weiter diskutiert werden müssen .

6.3.3 Anwendungen

Bei der Stichprobe in dieser Arbeit handelt es sich ausschließlich um relativ nahe Galaxienhaufen ($z < 0.16$). Die aufgestellte Leuchtkraftfunktion kann daher als Referenz für das lokale Universum benutzt werden. Sie kann mit Leuchtkraftfunktionen bei verschiedenen Rotverschiebungsintervallen verglichen werden. Sollten sich dabei Unterschiede zeigen, könnte dies auf mögliche Entwicklungseffekte hindeuten. Es wäre mit Blick auf die Entstehungsgeschichte des Universums interessant zu wissen, ob und wenn ja, bei welcher Rotverschiebung die Leuchtkraft von Haufen im Durchschnitt abnimmt.

Die Entstehung von Galaxienhaufen ist eng verknüpft mit der Entstehung großräumiger Strukturen. Aus diesem Grund erlauben statistische Untersuchungen der Haufenpopulation und insbesondere der Massenverteilung kosmologische Modelle zu testen.

Mit dem analytischen Rezept von (Press & Schechter 1974) z. B. lassen sich sehr direkt Aussagen über die Massenverteilung im Universum geben. Der Vergleich der analytischen mit der hier aufgestellten Massenfunktion kann benutzt werden, um Grenzen für eine der wichtigsten Größen der Kosmologie, der mittleren Gesamtdichte des Universums $\rho_{\rm kos}$, anzugeben. Die Wichtigkeit dieser Größe erkennt man, wenn man sie mit der kritischen Dichte über

$$\Omega_0 = \frac{\rho_{\rm kos}}{\rho_{\rm c}} \tag{6.32}$$

vergleicht. Ist bei einer kosmologischen Konstante von Null $\Omega_0 > 1$, dann ist das Universum geschlossen und wird aufgrund der Gravitation wieder in sich zusammenfallen. Ist dagegen $\Omega_0 < 1$ nennt man das Universum offen und es wird sich auf ewig ausdehnen. Bei dem Fall $\Omega_0 = 1$, dem flachen Universum, hört es nach unendlich langer Zeit auf sich auszudehnen. Die Massenfunktion kann ebenfalls mit Ergebnissen numerischer Simulationen verglichen werden und damit der Wert von Ω_0 eingeschränkt werden.

Weiterhin kann die Amplitude des Dichtefluktuationsspektrums (engl.: Power Spectrum) mit Hilfe der Massenfunktion bestimmt werden. Die Form des Power Spectrums kann im Prinzip theoretisch vorhergesagt werden. Die Normierung muß dagegen durch Messungen erfolgen. Dazu stehen momentan zwei Methoden zur Verfügung. Man kann einerseits die Fluktuationen in der Temperatur des Mikrowellenhintergrunds messen (z. B. mit dem Satelliten COBE), bei denen man davon ausgeht, daß sie durch die primordialen Fluktuationen zur Zeit der Rekombination verursacht wurden. Oder man versucht andererseits die Massenfluktuationen, die in Form von Galaxien oder Galaxienhaufen auftreten, zu bestimmen. Die hier bestimmte Massenfunktion für Galaxienhaufen kann zur Normierung benutzt werden.

6.4 Die Baryonen-Katastrophe

Die hier (Abb. 6.12) an einer großen Anzahl von Objekten nachgewiesene Tatsache, daß mindestens ca. 20% der Gesamtmasse von reichen Galaxienhaufen baryonischer Natur ist, stellt die Standardtheorie der Entstehung der Elemente (Nukleosynthese) und das Standard-Urknall-Modell (SUM) auf den Prüfstand, z. B. (Briel et al. 1992), (White et al. 1993b) und (Böhringer 1993). Das SUM mit einer inflationären Frühphase setzt eine mittlere Gesamtdichte voraus, die gleich der kritischen Dichte ist, d. h. $\Omega_0 = 1$. Unter der Annahme $\Omega_0 = 1$ sagt die Nukleosynthese einen Anteil der Baryonen an der Gesamtmasse von $(5 \pm 2)\%$ voraus. Nimmt man also an, daß die Galaxienhaufen repräsentativ für die Zusammensetzung der Materie sind, gibt es ein Problem, genannt die 'Baryonen-Katastrophe'. Da $\Omega_0 \propto \frac{\rho_{\rm kos}}{\rho_{\rm bary}}$, ist eine mögliche Erklärung eine Materiedichte unterhalb der kritischen Dichte. Die Annahme der Repräsentativität der Haufen, sowie deren Konsequenz wird gegenwärtig stark diskutiert. Die vorliegende Arbeit untermauert mit der Messung eines hohen baryonischen Anteils der Gesamtmasse an der bisher größten Auswahl von Haufen die Notwendigkeit der Diskussion.

7 Zusammenfassung

Es wurde eine Auswahl von Galaxienhaufen zusammengestellt, mit dem Ziel intrinsische Parameter homogen zu bestimmen. Die Haufen wurden aus mehreren Durchmusterungen hoher Vollständigkeit der ROSAT-Himmelsdurchmusterung ausgewählt. ROSAT-Daten, zumeist pointierte Beobachtungen mit langer Belichtungszeit, wurden ausgewertet und wichtige Haufenparameter bestimmt. Flüsse, Leuchtkräfte, Gasdichteprofile und Gesamtmassen wurden für 90 Galaxienhaufen gemessen. Relationen zwischen intrinsischen Größen, z. B. $L_X - T_{\rm gas}$, $T_{\rm gas} - M_{\rm gas}$, $T_{\rm gas} - M_{\rm tot}$, $L_X - M_{\rm gas}$ und $L_X - M_{\rm tot}$ wurden aufgestellt. Von einer Untermenge dieser Galaxienhaufen wurde eine röntgenflußbegrenzte Stichprobe hoher Vollständigkeit von 61 Haufen zusammengestellt. Für diese Stichprobe wurde die Leuchtkraft-, Gasmassen- und Gesamtmassenfunktion bestimmt. Der Anteil des Gases an der Gesamtmasse wurde für 88 Haufen gemessen, sowie die Abhängigkeit dieses Anteils von der Haufenmasse untersucht.

Die Zusammenstellung der bestimmten Werte der Haufenparameter an sich bildet eine nützliche Referenz, da es sich um die bisher größte anhand von Röntgendaten homogen durchgeführten Untersuchung von Galaxienhaufen bis hin zur individuellen (Gas-) Massenbestimmung handelt. Es gibt viele Anwendungsmöglichkeiten. Beispielsweise werden Profile der Gasdichten benötigt, um mit Hilfe des Sunyaev-Zel'dovich-Effekts die Hubble-Konstante zu bestimmen. Weiterhin bietet die große Anzahl homogen bestimmter Massen die Möglichkeit, die hier benutzte Massenbestimmungsmethode systematisch mit anderen Methoden zu vergleichen. Die Anzahl von Galaxienhaufen in der Stichprobe mit hohen Röntgenflüssen ist durch die große Himmelsabdeckung höher als bei den meisten anderen Durchmusterungen. Das hier gezeigte $\log(N) - \log(f_X)$ Diagramm kann daher tiefere Durchmusterungen im Bereich hoher Flüsse ergänzen.

Es wurde gezeigt, daß die internen Parameter Leuchtkraft, Gastemperatur, Gasmasse, Gesamtmasse und der Anteil der Gasmasse an der Gesamtmasse korreliert sind. Die $L_X - T_{\rm gas}$ Relation bestätigt früher gefundene Relationen. Die $T_{\rm gas} - M_{\rm gas}$ und $T_{\rm gas} - M_{\rm tot}$, sowie die $L_X - M_{\rm gas}$ und $L_X - M_{\rm tot}$ sind in dieser Arbeit erstmals empirisch ermittelt worden. Die aufgestellten empirischen Relationen lassen sich im Rahmen einer selbstähnlichen Betrachtung von Galaxienhaufen gut erklären. Dies zeigt, daß trotz großer Unterschiede bei einem direkten Vergleich der internen Parameter, Galaxienhaufen als eine relativ homogene Gruppe astronomischer Objekte aufgefaßt werden können.

Leichte systematische Abweichungen, z. B. das Abknicken der Relationen bei kleineren Haufen, bieten einen wichtigen Zugang zum Verständnis weiterer physikalischer Prozesse in Galaxienhaufen. Beispielsweise kann untersucht werden, welchen Einfluß die Galaxien auf die Entwicklung des Haufens nehmen. Die Abweichungen bekräftigen ein Bild, in dem durch galaktische Supernovae getriebene Winde in kleinen Haufen oder Gruppen einen merklichen Beitrag zur Temperatur des IHGs leisten können.

Die geringe Streuung dieser Relationen schafft die Möglichkeit, schwierig zu messende Größen über leichter meßbare Größen für eine große Anzahl von Galaxienhaufen zugänglich zu machen. Insbesondere bieten die mit 88 Galaxienhaufen aufgestellten Relationen $L_X = 5.19 \cdot 10^{-13}\, M_{\rm gas}^{0.93}$ mit $\sigma_L = 1.02$ und $L_X = 6.91 \cdot 10^{-18}\, M_{\rm tot}^{1.21}$ mit $\sigma_L = 1.99$ (L_X und σ_L in Einheiten von $h_{50}^{-2} 10^{44} \frac{\rm erg}{\rm s}$ und die Massen in Einheiten von $h_{50}^{-1} M_\odot$) erstmalig die Möglichkeit, Massen für Galaxienhaufen in großen Röntgendurchmusterungen (zugänglich in den nächsten ein bis zwei Jahren: ~ 2000 Haufen) verläßlich anzugeben und damit großräumig die Massenverteilung im Universum zu beschreiben.

Die mit einer Stichprobe hoher Vollständigkeit von 61 Galaxienhaufen ($z < 1.6$) aufgestellte Leuchtkraftfunktion kann als Referenz dienen für die Leuchtkraftfunktion des lokalen Universums und damit dessen am weitesten entwickelten Teil. Die Leuchtkraft wurde mit der Leuchtkraftfunktion von (Ebeling et al. 1997, $z \leq 0.3$) (tieferes Flußlimit aber kleinere Himmelsabdeckung) verglichen und eine sehr gute Übereinstimmung festgestellt. Die lokale Leuchtkraftfunktion kann mit Leuchtkraftfunktionen immer tiefer gehender Stichproben verglichen werden und mögliche Entwicklungseffekte untersucht werden. Dieser Vergleich kann auch auch als Test dienen, ob und wenn ja, ab welcher Rotverschiebung Korrekturen an die Leuchtkraft-Masse Relationen angebracht werden müssen.

Die Gasmassen- und Gesamtmassenfunktion wurde erstmals mittels Röntgendaten und individuell bestimmter (Gas-) Massen aufgestellt. Der Vergleich mit früher aufgestellten Massenfunktionen zeigt Diskrepanzen. Es wurden Argumente dafür gegeben, daß die unterschiedliche Zusammenstellung und die verschiedenen Analysemethoden für einen Großteil dieser Abweichungen verantwortlich sein können.

Die Massenfunktion kann dazu benutzt werden, um mit Hilfe von analytischen Verfahren, bzw. numerischen Simulationen wichtige kosmologische Parameter, insbesondere die mittlere Dichte des Universums einzuschränken. Wegen der Abweichung früherer Massenfunktionen sind hier interessante Ergebnisse zu erwarten.

Die Normierung des Dichtefluktuationsspektrums muß mit Hilfe von Beobachtungen erfolgen. Eine Möglichkeit dazu bietet ebenfalls die hier bestimmte Massenfunktion.

Durch den festgestellten hohen Anteil der Gasmasse an der Gesamtmasse von Galaxienhaufen wird die Existenz des Problems der Baryonen-Katastrophe an einer großen Zahl von Galaxienhaufen bestätigt. Dies deutet auf eine nötige Revision des Standard-Urknall-Modells mit kritischer Gesamtdichte oder des Standardmodells der Elemententstehung hin. Eine mögliche Lösung wird durch Ansetzen einer Dichte des Universums unterhalb der kritischen Dichte erreicht.

Literaturverzeichnis

ABELL, GEORGE O. (1958). *The Distribution of Rich Clusters of Galaxies.* Astrophys. J. Suppl., 3:211–288.

ABELL, GEORGE O., H. G. CORWIN, JR. & R. P. OLOWIN (1989). *A Catalog of Rich Clusters of Galaxies.* Astrophys. J. Suppl., 70:1–138.

ALLEN, S. W., A. C. FABIAN & J. P. KNEIB (1996). *A Combined X-Ray and Gravitational Lensing Study of the Massive Cooling-Flow Cluster PKS* $0745-191$. Mon. Not. R. Astr. Soc., 279:615–635.

BAHCALL, NETA A. & R. CEN (1993). *The Mass Function of Clusters of Galaxies.* Astrophys. J., 407:L49–L52.

BEUING, J., S. DÖBEREINER, H. BÖHRINGER & R. BENDER (1998). *X-Ray Luminosities for a Magnitude Limited Sample of Early Type Galaxies from the ROSAT All-Sky Survey.* Mon. Not. R. Astr. Soc. (submittiert).

BIVIANO, A., M. GIRARDI, G. GIURICIN, F. MARDIROSSIAN & M. MEZZETTI (1993). *The Mass Function of Nearby Galaxy Clusters.* Astrophys. J., 411:L13–L16.

BÖHRINGER, HANS (1993). *ROSAT Observations of Galaxy Clusters and Cosmological Implications.* Adv. Space Res., 13:181–190.

BÖHRINGER, HANS (1995a). *Clusters of Galaxies.* In BÖHRINGER, HANS, J. TRÜMPER & G. E. MORFILL, Hrsg.: *Texas Symposium on Relativistic Astrophysics and Cosmology,* Annals of the New York Academy of Science, Nr. 759, Seiten 67–86.

BÖHRINGER, HANS (1995b). *X-Ray Clusters of Galaxies as Cosmological Probes.* In MÜCKET, J. P., S. GOTTLÖBER & V. MÜLLER, Hrsg.: *Large Scale Structure in the Universe*, Proc. of the Conference in Potsdam Sept. 1994, Seiten 181–198, Singapur. World Scientific.

BÖHRINGER, HANS (1998). *Equilibrium Ionization and Non-Equilibrium Ionization Plasma Models.* In BREITSCHWERT, D., M. J. FREYBERG & J. TRÜMPER, Hrsg.: *The Local Bubble and beyond,* IAU Colloqium No. 166, Lecture Notes in Physics, Nr. 506, Seiten 341–352.

BÖHRINGER, HANS, Y. TANAKA, R. F. MUSHOTZKY, Y. IKEBE & M. HATTORI (1998). *An ASCA-ROSAT Study of the Distant, Lensing Cluster A2390.* Astron. & Astrophys. (im Druck).

Briel, Ulrich G., B. Aschenbach, G. Hasinger, H. Hippmann, E. Pfeffermann, P. Predehl, J. H. M. M. Schmitt, O. Schwentker, W. Voges, U. Zimmermann, I. M. George, S. L. Snowden, T. J. Turner, L. David, F. R. Harnden, Jr., K. E. Kearns, M. V. Zombeck, M. A. Barstow, J. P. Osborne, J. P. Pye, M. Watson, R. G. West & R. Willingale (1996). *ROSAT User's Handbook*. MPE, Garching bei München, 1. Auflage. http://ftp.rosat.mpe-garching.mpg.de/rosat_svc/doc/handbook/html/.

Briel, Ulrich G. & J. P. Henry (1993). *X-Ray Emission from a Complete Sample of Abell Clusters of Galaxies*. Astron. & Astrophys., 278:379–390.

Briel, Ulrich G., J. P. Henry & H. Böhringer (1992). *Observation of the Coma Cluster of Galaxies with ROSAT during the All-Sky Survey*. Astron. & Astrophys., 259:L31.

Bronstein, I. N. & K. A. Semendjajew (1980). *Taschenbuch der Mathematik*. Verlag Harri Deutsch, Thun und Frankfurt/Main, 19. Auflage.

Burns, Jack O., M. J. Ledlow, C. Loken, A. Klypin, W. Voges, G. L. Bryan, M. L. Norman & R. A. White (1996). *The X-Ray Luminosity Function and Gas Mass Function for Optically Selected Poor and Rich Clusters of Galaxies*. Astrophys. J., 467:L49–L52.

Cavaliere, A. & R. Fusco-Femiano (1976). *X-Rays from Hot Plasma in Clusters of Galaxies*. Astron. & Astrophys., 49:137–144.

Cayatte, V., J. H. van Gorkom, C. Balkowski & C. Kotanyi (1990). *VLA Observations of Neutral Hydrogen in Virgo Cluster Galaxies. I - The Atlas*. Astron. J., 100:604–634.

David, L. P., A. Slyz, C. Jones, W. Forman & S. D. Vrtilek (1993). *A Catalog of Intracluster Gas Temperatures*. Astrophys. J., 412:479–488.

David, Laurence P., C. Jones & W. Forman (1995). *Cosmological Implications of* ROSAT *Observations of Groups and Clusters of Galaxies*. Astrophys. J., 445:578–590.

Dickey, J. M. & F. J. Lockman (1990). *HI in the Galaxy*. Ann. Rev. Astron. Astrophys., 28:215–61. http://imagelib.ncsa.uiuc.edu/project/document/95.FL.01.

Dressler, Alan (1984). *The Evolution of Galaxies in Clusters*. Ann. Rev. Astron. Astrophys., 22:185–222.

Ebeling, Harald (1993). *Abell and ACO Clusters of Galaxies in the ROSAT All-Sky X-Ray Survey*. Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München.

Ebeling, Harald, A. C. Edge, H. Böhringer, S. W. Allen, C. S. Crawford, A. C. Fabian, W. Voges & J. P. Huchra (1998). *The ROSAT Brightest Cluster Sample (BCS)*. Mon. Not. R. Astr. Soc. (submittiert).

Ebeling, Harald, A. C. Edge, A. C. Fabian, S. W. Allen, C. S. Crawford & H. Böhringer (1997). *The* ROSAT *Brightest Cluster Sample (BCS): The Cluster X-Ray Luminosity Function within $z = 0.3$*. Astrophys. J., 479:L101–L104.

Ebeling, Harald, W. Voges, H. Böhringer, A. C. Edge, J. P. Huchra & U. G. Briel (1996). *Properties of the X-Ray-Brightest Abell-Type Clusters of Galaxies (XBACs) from* ROSAT *All-Sky Survey Data*. Mon. Not. R. Astr. Soc., 281:799–829.

Edge, Alastair Clousten, G. C. Stewart, A. C. Fabian & K. A. Arnaud (1990). *An X-Ray Flux-Limited Sample of Clusters of Galaxies*. Mon. Not. R. Astr. Soc., 245:559–569.

Edge, Alastair Clouston & G. C. Stewart (1991). *EXOSAT Observations of Clusters of Galaxies*. Mon. Not. R. Astr. Soc., 252:414–427.

Evrard, August E., C. A. Metzler & J. F. Navarro (1996). *Mass Estimates of X-Ray Clusters*. Astrophys. J., 469:494–507.

Fabian, Andrew C. (1994). *Cooling Flows in Clusters of Galaxies*. Ann. Rev. Astron. Astrophys., 32:277–318.

Fabian, Andrew C., E. M. Hu, L. L. Cowie & J. Grindlay (1981). *The Distribution and Morphology of X-Ray–Emitting Gas in the Core of the Perseus Cluster*. Astrophys. J., 248:47–54.

Fort, B. & Y. Mellier (1994). *Arc(let)s in Clusters of Galaxies*. Astron. Astrophys. Rev., 5:239–292.

Fukazawa, Yasushi (1997). *X-Ray Study of Metal Enrichment Processes of Hot Gas in Clusters of Galaxies*. Dissertation, University of Tokyo.

Gioia, Isabella M., J. P. Henry, T. Maccacaro, S. L. Morris, J. T. Stocke & A. Wolter (1990). *The Extended Medium Sensitivity Survey Distant Cluster Sample: X-Ray Cosmological Evolution*. Astrophys. J., 356:L35–L38.

Girardi, Marisa, S. Borgani, G. Giuricin, F. Mardirossian & M. Mezzetti (1998a). *The Observational Mass Function of Nearby Galaxy Clusters*. astro_ph/9804188.

Girardi, Marisa, G. Giuricin, F. Mardirossian, M. Mezzetti & W. Boschin (1998b). *Optical Mass Estimates of Galaxy Clusters*. astro_ph/9804187.

Gorenstein, P., D. Fabricant, K. Topka, F. R. Harnden, Jr. & W. H. Tucker (1978). *Soft X-Ray Structure of the Perseus Cluster of Galaxies*. Astrophys. J., 224:718–723.

Hasinger, Günther, T. J. Turner, I. M. George & G. Boese (1992). *The On-Axis Point Spread Function*. Legacy, 2:77. http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/heasarc/caldb-/docs/summary/cal_ros_92_001_summary.html.

Henry, J. Patrick & K. A. Arnaud (1991). *A Measurement of the Mass Fluctuation Spectrum from the Cluster X-Ray Temperature Function*. Astrophys. J., 372:410–418.

Henry, J. Patrick, I. M. Gioia, T. Maccacaro, S. L. Morris, J. T. Stocke & A. Wolter (1992). *The Extended Medium Sensitivity Survey Distant Cluster Sample: X-Ray Data and Interpretation of the Luminosity Evolution*. Astrophys. J., 386:408–419.

HICKSON, PAUL (1982). *Systematic Properties of Compact Groups of Galaxies*. Astrophys. J., 255:382–391.

IKEBE, YASUSHI (1996). *X-Ray Measurements of the Mass Distribution in Clusters of Galaxies*. Dissertation, University of Tokyo.

JONES, CHRISTINE & W. FORMAN (1984). *The Structure of Clusters of Galaxies observed with* EINSTEIN. Astrophys. J., 276:38–55.

KING, IVAN (1962). *The Structure of Star Clusters. I. An Empirical Density Law*. Astron. J., 67:471–485.

LAHAV, O., A. C. EDGE, A. C. FABIAN & A. PUTNEY (1989). *The Spatial Distribution of X-Ray Clusters of Galaxies*. Mon. Not. R. Astr. Soc., 238:881–895.

LIU, Q. Y., S. P. MIKHEYEV & A. Y. SMIRNOV (1998). *Parametric Resonance in Oscillations of Atmospheric Neutrinos?*. hep-ph/9803415.

LOEB, ABRAHAM & S. MAO (1994). *Evidence from Gravitational Lensing for a Nonthermal Pressure Support in the Cluster of Galaxies Abell 2218*. Astrophys. J., 435:L109–L112.

LYNDS, R. & V. PETROSIAN (1986). Bull. Americ. Astr. Soc., 18:1014.

MARKEVITCH, MAXIM (1998). *The $L_X - T$ Relation and Temperature Function for Nearby Clusters revisited*. Astrophys. J. (im Druck), astro_ph/9802059.

MARKEVITCH, MAXIM, W. R. FORMAN, C. L. SARAZIN & A. VIKHLININ (1997). *The Temperature Structure of 26 Nearby Clusters observed with ASCA*. Astrophys. J. (submittiert), astro_ph/9711289.

MATTHEWS, THOMAS A., W. W. MORGAN & M. SCHMIDT (1964). *A Discussion of Galaxies identified with Radio Sources*. Astrophys. J., 140:35–49.

METZLER, CHRISTOPHER A. & A. E. EVRARD (1997). *Simulations of Galaxy Clusters with and without Winds*. Astrophys. J. (submittiert). astro_ph/9710324.

MIRALDA-ESCUDÉ, JORDI & A. BABUL (1995). *Gravitational Lensing in Clusters of Galaxies*. Astrophys. J., 449:18–27.

MISNER, CHARLES W., K. S. THORNE & J. A. WHEELER (1995). *Gravitation*. W. H. Freeman and Company, New York, 19. Auflage.

MITCHELL, R. J., J. L. CULHANE, P. J. N. DAVISON & J. C. IVES (1976). *Ariel 5 Observations of the X-Ray Spectrum of the Perseus Cluster*. Mon. Not. R. Astr. Soc., 175:29p–34p. (Artikelüberschrift zeigt fälschlicherweise Nr. 176).

MOHR, JOSEPH J. & A. E. EVRARD (1997). *An X-Ray Size-Temperature Relation for Galaxy Clusters*. Astrophys. J., 491:38–44.

MUSHOTZKI, R. F. & C. A. SCHARF (1997). *The Luminosity-Temperature Relation at $z = 0.4$ for Clusters of Galaxies*. Astrophys. J., 482:L13–L16.

Narayan, Ramesh & M. Bartelmann (1997). *Lectures on Gravitational Lensing.* http://www.mpa-garching.mpg.de/Lenses/Preprints/JeruLect.html.

Navarro, Julio F., C. S. Frenk & S. D. M. White (1997). *A Universal Density Profile from Hierarchical Clustering.* Astrophys. J., 490:493–508.

Neumann, Doris Maria (1997). *Röntgenbeobachtungen von Galaxienhaufen und ihre Aussagen für die Kosmologie.* Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München, München.

Neumann, Doris Maria & H. Böhringer (1995). *ROSAT Observations of the Galaxy Group AWM 7.* Astron. & Astrophys., 301:865–872.

Oemler, Jr., Augustus (1992). *Environmental Influences on Galaxy Morphology.* In Fabian, Andrew C., Hrsg.: *Clusters and Superclusters of Galaxies*, Seite 29, Dordrecht. Kluwer Academic Publishers.

Padmanabhan, T. (1993). *Structure Formation in the Universe.* Cambridge University Press, Cambridge, 1. Auflage.

Peebles, P. J. E. (1993). *Principles of Physical Cosmology.* Princeton University Press, Princeton, 1. Auflage.

Ponman, Trevor J., P. D. J. Bourner, H. Ebeling & H. Böhringer (1996). *A* ROSAT *Survey of Hickson's compact Galaxy Groups.* Mon. Not. R. Astr. Soc., 283:690–708.

Press, William H. & P. Schechter (1974). *Formation of Galaxies and Clusters of Galaxies by Self-Similar Gravitational Condensation.* Astrophys. J., 187:425–438.

Press, William H., S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling & B. P. Flannery (1994). *Numerical Recipes in C.* Cambridge University Press, Cambridge, 2. Auflage.

Ramella, Massimo, M. J. Geller & J. P. Huchra (1989). *Groups of Galaxies in the Center for Astrophysics Redshift Survey.* Astrophys. J., 344:57–74.

Ramella, Massimo, M. J. Geller, J. P. Huchra & J. R. Thorstensen (1995). *The Redshift-Space Neighborhoods of 36 Loose Groups.* Astron. J., 109:1469–1475.

Raymond, John C. & B. W. Smith (1977). *Soft X-Ray Spectrum of a Hot Plasma.* Astrophys. J. Suppl., 35:419–439.

Sarazin, Craig L. (1986). *X-Ray Emission from Clusters of Galaxies.* Rev. Mod. Phys., 58:1–115.

Schechter, Paul (1976). *An Analytic Expression for the Luminosity Function for Galaxies.* Astrophys. J., 203:297–306.

Schindler, Sabine (1996). *The Accuracy of Mass Determination in Galaxy Clusters by X-Ray Observations.* Astron. & Astrophys., 305:756–762.

Schindler, Sabine (1998). *Interaction in the Bimodal Galaxy Cluster A3528.* Mon. Not. R. Astr. Soc. (submittiert).

SCHMIDT, MAARTEN (1968). *Space Distribution and Luminosity Functions of Quasi-Stellar Radio Sources*. Astrophys. J., 151:393–409.

SERLEMITSOS, P. J., B. W. SMITH, E. A. BOLDT, S. S. HOLT & J. H. SWANK (1977). *X-Radiation from Clusters of Galaxies: Spectral Evidence for a Hot Evolved Gas*. Astrophys. J., 211:L63–L66.

SZALAY, ALEXANDER S. (1987). *The Fluctuation Spectrum of the Universe*. In MARTINET, L. & M. MAYER, Hrsg.: *Large Scale Structures in the Universe,* 17. Advanced Course of the Swiss Soc. of Astron. Astrophys., Seite 175. Geneva Observatory.

TAMURA, TAKAJUKI, Y. FUKAZAWA, H. KANEDA, K. MAKISHIMA, M. TASHIRO, Y. TANAKA & H. BÖHRINGER (1998). *ASCA Observations of a Nearby and Massive Galaxy Cluster Abell 3627*. Publ. Astron. Soc. Japan, 50:195–201.

THE-SUPER-KAMIOKANDE-COLLABORATION (1998). *Evidence for Oscillations of Atmospheric Neutrinos*. Phys. Rev. Let., submittiert. http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp//doc/sk/pub/index.html.

TRINCHIERI, G., D.-W. KIM, G. FABBIANO & C. R. C. CANIZARES (1994). *ROSAT PSPC Observations of NGC 4636*. Astrophys. J., 428:555–573.

TRÜMPER, JOACHIM (1983). Adv. Space Res., 2, No. 4:241.

VOIT, G. MARK & M. DONAHUE (1998). *On the Evolution of the Temperature-Virial Mass Relation for Clusters of Galaxies*. Astrophys. J., 500:L111–L114.

WEINBERG, STEVEN (1972). *Gravitation and Cosmology*. John Wiley & Sons, Inc., New York, 1. Auflage.

WHITE, SIMON D. M., G. EFSTATHIOU & C. S. FRENK (1993a). *The Amplitude of Mass Fluctuations in the Universe*. Mon. Not. R. Astr. Soc., 262:1023–1028.

WHITE, SIMON D. M., J. F. NAVARRO, A. E. EVRARD & C. S. FRENK (1993b). *The Baryon Content of Galaxy Clusters - A Challenge to Cosmological Orthodoxy*. Nature, 366:429.

ZIMMERMANN, H. U., W. BECKER, T. BELLONI, S. DÖBEREINER, C. IZZO, P. KAHABKA & O. SCHWENTKER (1994). *EXSAS User's Guide*. MPE, Garching bei München, 4. Auflage. http://ftp.rosat.mpe-garching.mpg.de:80/rosat_svc/doc/exsasguide/html/.

ZWICKY, F. (1933). Helvetica Physika Acta, 6:110.

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

A Danksagung

Bei den folgenden Menschen möchte ich mich ganz besonders bedanken:

Dr. Hans Böhringer, der diese Diplomarbeit vorbildlich betreute, mir mit vielen Ratschlägen zur Seite stand und mir darüberhinaus die Möglichkeit gab, viele weitere Aspekte der wissenschaftlichen Arbeit in der extragalaktischen Astronomie und Astrophysik kennenzulernen.

Prof. Gregor Morfill, der es mir ermöglicht hat, diese Diplomarbeit am MPE durchzuführen.

Prof. Joachim Trümper für die Genehmigung, Daten der ROSAT-Himmelsdurchmusterung auszuwerten.

Dr. Doris Neumann, die meine Aufmerksamkeit auf die Galaxienhaufengruppe am MPE gelenkt und mir viele weitere wertvolle Hinweise gegeben hat.

Dr. Sabine Schindler für informative wissenschaftliche Gespräche, sowie die laufende Organisation des wöchentlichen Volleyballspiels.

Meinem ehemaligen Bürogenossen Rainer Sachs für eine sehr angenehme Atmosphäre, viele nützliche computertechnische Hinweise und anregende Diskussionen.

Meinem Bürogenossen Dr. Peter Schücker für eine sehr angenehme Atmosphäre, viele nützliche wissenschaftliche Hinweise und das Korrekturlesen dieser Arbeit.

Thomas Toniazzo für Diskussionen über verschiedenste Themen, hilfreiche Tips und die Durchsicht dieser Arbeit.

Christian Fischer, Kai Kulp und Markus Schwalb für abwechslungsreiche Gespräche bei gemeinsamen Mahlzeiten und im Kaminzimmer.

Dem ROSAT- und EXSAS-Team für die Bereitstellung der Daten und die Unterstützung bei der Bearbeitung, sowie der Systemgruppe des ROSAT-Netzwerks.

Meinen Eltern, Helga und Justus Reiprich, die mich während meines Studiums moralisch und finanziell unterstützt haben.

Meiner Freundin Angelika Steiner für die Unterstützung während schwieriger Tage und dafür, daß Sie es schon so lange mit mir ausgehalten hat.

B Erklärung

Hiermit versichere ich, daß ich diese Diplomarbeit selbständig verfaßt und nur die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

München, 26. Juli 1998

Thomas Reiprich