Die Problematik der Bestimmung der Expansionsrate des Kosmos

von

Matthias Soika

Diplomarbeit in Physik

angefertigt im
Institut für Astrophysik und
Extraterrestrische Forschung

vorgelegt der
Mathematisch–Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Rheinischen Friedrich–Wilhelms–Universität
Bonn

im Januar 1998

Ich versichere, daß ich diese Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie Zitate kenntlich gemacht habe.

Referent: Prof. Dr. Wolfgang Priester
Koreferent: Prof. Dr. Ulrich Klein

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Überblick

Es besteht '*... a roughly linear relation between velocities and distances among nebulae ...*' (Hubble 1929). Mit diesen Worten beschrieb Edwin Powell Hubble 1929 eine der größten Entdeckungen der Kosmologie. Die Verifizierung und Verfeinerung von Hubble's Entdeckung hat seit damals so viele Astronomen beschäftigt, daß es verwunderlich scheint, auch heute noch keinen Konsens über den Proportionalitätsfaktor, den **Hubble–Parameter $\mathbf{H_0}$**, gefunden zu haben. Abbildung 1.1 zeigt, in welchem Bereich H_0 seit ersten Bestimmungen Mitte der 20er Jahre aufgrund sich immer wieder verbesserter und veränderter Meß– und Analyseverfahren variiert hat. In Tabelle B.1 (Anhang B) sind die entsprechenden Referenzen angegeben.

Man wird durch Abbildung 1.1 zwangsläufig auf folgende Frage geführt: Worin begründet sich die Tatsache, trotz Verwendung hochauflösender Elektronik, leistungsstarker Computer und satellitengestützter Beobachtungs– und Meßtechnologie einen derart wichtigen Parameter der Kosmologie (siehe Kapitel 2.2) auch heute noch nicht viel besser als bis auf einen Faktor zwei bestimmt zu haben. Hierfür zeigen sich im wesentlichen Gründe verantwortlich, die die Art und Anbringung von Korrekturen betreffen:

- Bis $100 \cdot h_0^{-1}$ Mpc (z. B. Goenner 1994, Seite 33; zur Definition von h_0 siehe (Def b) in Kapitel 1.2) sorgen Abweichungen von der homogenen Materieverteilung zu, dem Hubble–Fluß überlagerten, Pekuliargeschwindigkeiten der Galaxien und Galaxienhaufen. Ihre Berücksichtigung z. B. bezüglich des Virgo–Haufens (VC) kann bis zu 27% Differenz in den H_0–Werten, selbst bei gleich angenommener Entfernung, ausmachen. Heliozentrische Geschwindigkeit des Virgo–Haufens: $v_\odot^{VC} = 1151 \pm 38$ km/s (Bureau et al. 1996); $v_\odot^{VC} = 1050 \pm 35$ km/s (Binggeli et al. 1993); Korrektur auf das Ruhesystem der Lokalen Gruppe (LG): -77 km/s (Yasuda et al. 1997); -118 ± 15 km/s (van den Bergh 1989); Einfallgeschwindigkeit der Lokalen Gruppe auf VC: $v_{LG-VC} = 239 \pm 40$ km/s (Jerjen, Tammann 1993); $v_{LG-VC} = 414 \pm 82$ km/s (Lu et al. 1994).[1]

- Viele astrophysikalische Objekte, deren Eigenschaften uns die Messungen von kosmologischen Entfernungen ermöglichen (Entfernungsindikatoren), die noch auf Skalen größer als 100 Mpc angewendet werden können, zeigen entweder zu große Streuun-

[1] Davis und Peebles gaben 1983 den Bereich von möglichen Werten sogar mit $-90 < v_{LG-VC} < 520$ km/s an.

gen oder sie unterliegen einer möglichen, und damit im allgemeinen unbekannten, zeitlichen Evolution.

- Die astronomisch genaueste Methode, die Entfernungsbestimmung durch Parallaxenmessungen (Reichweite ca. 500 *pc* (Rowan–Robinson 1985, Seite 46)), wird erst dieses Jahr definitiv – so hofft man – mit Hilfe des Satelliten **HIPPARCOS** (siehe Kapitel 4.5.3) an die niedrigsten, kosmologisch relevanten Entfernungsindikatoren, die Pulsationsveränderlichen (siehe Kapitel 3.1), angeknüpft.

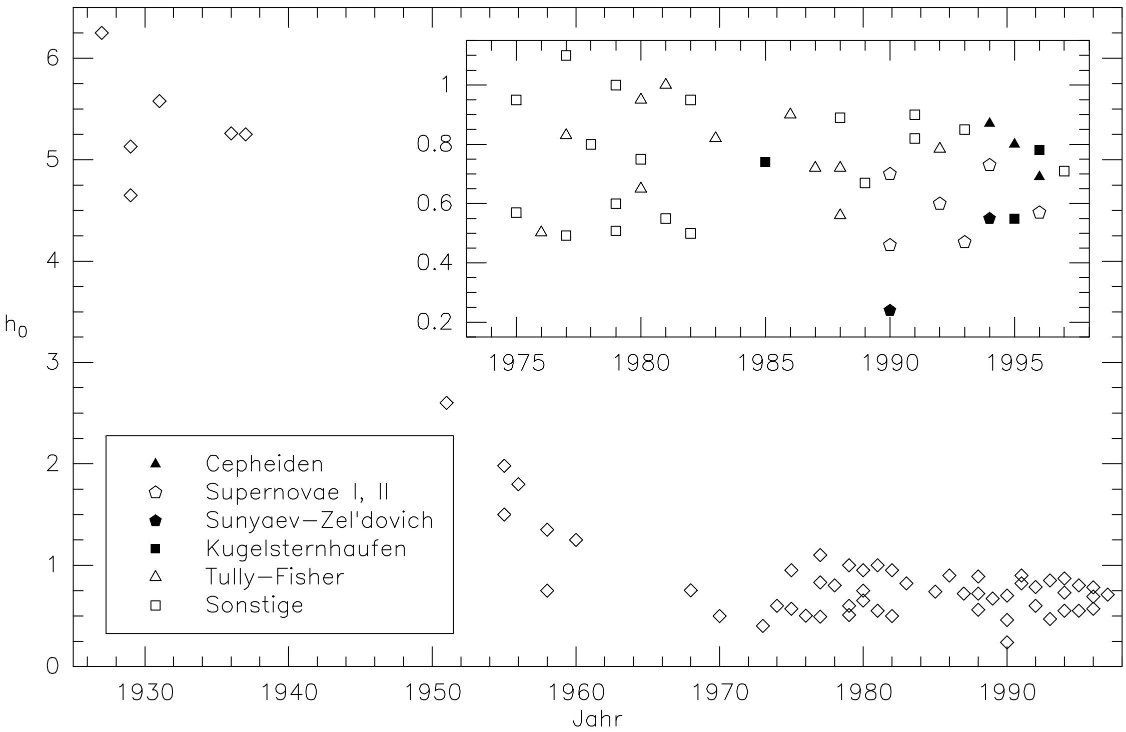


Abbildung 1.1: Messungen des Hubble–Parameters seit Mitte der 20er Jahre. Rechts oben ist der Bereich 1975–1996 in vergrößertem Maßstab, aufgeschlüsselt nach verschiedenen Meßmethoden (siehe Kasten unten links), dargestellt. Die Methoden werden in Kapitel 3 näher erläutert. Zur Definition von h_0 siehe (Def b).

Diese Arbeit liefert einen Einblick in die Problematik der Entfernungsbestimmung, welche durch verbesserte (astrophysikalische) Erkenntnisse immer wieder mit neuen Methoden ergänzt wird. Der Schwerpunkt dieser Arbeit liegt jedoch auf der Bestimmung von H_0 unter Zugrundelegung einer der in Kapitel 3.9 beschriebenen Verfahren.

In Kapitel 2 wird auf der Grundlage der **Friedmann–Robertson–Walker–Metrik** (2.1) und der **Friedmann–Gleichungen** (A.2) und (A.3) (Anhang A) die theoretische Herleitung der **Hubble–Relation** skizziert. Anschließend wird ein geschichtlicher Abriß einiger Erkenntnisse gegeben, die für unser heutiges Verständnis vom Kosmos notwendig waren.

In Kapitel 3 werden die gebräuchlichsten Verfahren zur Entfernungsbestimmung vorgestellt. Es wird keine Bewertung der einzelnen Methoden vorgenommen, statt dessen werden ihre theoretischen bzw. empirischen Grundlagen dargelegt, deren Anpassungen an Beobachtungen anhand aktueller Arbeiten aufgezeigt und schließlich individuelle Stärken und Schwächen einzelner Methoden kurz beschrieben. Einen Vergleich verschiedener Methoden findet man z. B. bei Jacoby, Branch et al. (1992). Werte des Hubble–Parameters, die sich durch Anwendung einzelner Methoden ergaben, sind in Abbildung 1.1 gezeigt.

In Kapitel 4 wird, basierend auf einer Relation zwischen Winkeldurchmesser und Rotationsgeschwindigkeit von Galaxien, der Hubble–Parameter bestimmt.

1.2 Konventionen, Konstanten, Formeln

Es werden nun noch einige in dieser Arbeit benutzte Konventionen, Konstanten und Formeln vorgestellt.

(Kon a) Es steht *log* für den Logarithmus zur Basis 10.

(Kon b) Für alle Funktionen $f(t)$ soll gelten:

$$f_i \quad := \quad f(t_i)$$

Kon(c) Der Bezug auf eine Formel wird gemäß *(Kapitelnummer.Nummer der Formel)* angegeben. Für Bezüge auf Abbildungen oder Tabellen gilt entsprechendes, wobei jedoch keine Klammern gesetzt werden: *Kapitelnummer.Nummer der Abbildung* bzw. *Kapitelnummer.Nummer der Tabelle.*

(For a) Weltalter t_0:

$$t_0 \quad = \quad \frac{1}{H_0} \int_0^1 dx \left[\Omega_0 \cdot x^{-1} + \Omega_{S,0} \cdot x^{-2} + \lambda_0 \cdot x^2 + (1 - \Omega_0 - \Omega_{S,0} - \lambda_0)\right]^{-1/2}$$

(For b) Krümmungsradius:

$$R(t) \quad = \quad \frac{c}{H(t)} \cdot \sqrt{\frac{k}{\Omega(t) + \Omega_S(t) + \lambda(t) - 1}}$$

(For c1) Kosmologische Rotverschiebung und dazu korrespondierende Fluchtgeschwindigkeit:[2]

$$\begin{aligned} z + 1 &= \frac{R_0}{R(t)} \\ v(z) &= H_0 R_0 \chi(z) \end{aligned}$$

(For c2) Relativistische Rotverschiebung und dazu korrespondierende Fluchtgeschwindigkeit:

$$\begin{aligned} z + 1 &= \sqrt{\frac{c+v}{c-v}} = \frac{1 + v/c}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \\ v(z) &= c \cdot \frac{(z+1)^2 - 1}{(z+1)^2 + 1} \end{aligned}$$

(For d) Gewichtetes Mittel: Gegeben seien die Werte x_i mit den Fehlern σ_i

$$\begin{aligned} \langle x \rangle &= \sum_i \frac{x_i}{\sigma_i^2} \cdot \left(\sum_i \frac{1}{\sigma_i^2} \right)^{-1} \\ \sigma_{\langle x \rangle} &= \left(\sum_i \frac{1}{\sigma_i^2} \right)^{-1/2} \end{aligned}$$

[2] Für z siehe auch (2.3), für $v(z)$ auch z. B. Harrison 1993; $\chi(z)$ wird in Kapitel 2.1 definiert.

(Def a) Hubble–Parameter:

$$H(t) \;:=\; \frac{\dot{R}(t)}{R(t)}$$

(Def b)

$$\begin{aligned} H(t) &=: 100 \cdot h(t) \cdot \frac{km}{s \cdot Mpc} \\ H_0 &\approx 1.02 \cdot 10^{-10} h_0/\text{Jahr} \end{aligned}$$

(Def c) Kritische Dichte:

$$\rho_c(t) \;:=\; \frac{3H^2(t)}{8\pi G}$$

(Def d1) Dichteparameter für Materie:[3]

$$\Omega(t) \;:=\; \frac{\rho(t)}{\rho_c(t)}$$

(Def d2) Dichteparameter für Strahlung:

$$\Omega_S(t) \;:=\; \frac{\rho_S(t)}{\rho_c(t)}$$

(Def e) Kosmologischer Term:

$$\lambda(t) \;:=\; \frac{\Lambda c^2}{3H^2(t)}$$

(Def f) Bremsparameter:

$$\begin{aligned} q(t) &:= -\frac{\ddot{R}(t)R(t)}{\dot{R}^2(t)} \\ &= \frac{\Omega(t)}{2} + \Omega_S(t) - \lambda(t) \end{aligned}$$

(Phy a) Kosmologische Konstante:

$$\Lambda$$

(Phy b) Gravitationskonstante:

$$G = 6.67 \cdot 10^{-11} m^3 kg^{-1} s^{-2}$$

(Phy c) Lichtgeschwindigkeit:

$$c = 2.998 \cdot 10^8 m s^{-1}$$

1.3 Abkürzungen

Abk.	Bedeutung
SB	Referenz: Sandage, Bedke 1988
Jac92	Referenz: Jacoby, Branch et al. 1992
RC3	Referenz: de Vaucouleurs et al. 1991

[3]Beachte: Die hier benutzten Größen $\Omega(t)$ und die dazu korrespondierende Materiedichte $\rho(t)$ findet man in der Literatur üblicherweise mit einem Index ‘m’ gekennzeichnet.

Kapitel 2

Das Hubble–Gesetz

2.1 Theoretische Grundlagen

In kaum einem anderen Teilgebiet der Physik spielt die Gravitation eine so große Rolle wie in der Kosmologie. Aus diesem Grunde baut die '*Lehre vom Universum*' wesentlich auf der **Allgemeinen Relativitätstheorie** auf. In diesem Abschnitt werden nun auf der Grundlage dieser Theorie die Herleitung des Hubble–Gesetzes skizziert und die dafür notwendigen Voraussetzungen diskutiert.

Die **Einstein'schen Feldgleichungen**, welche die wechselseitige Beziehung zwischen Materiefeldern und Raum–Zeit–Krümmung beschreiben, stellen ein nichtlineares, gekoppeltes, partielles, inhomogenes Differentialgleichungssystem zweiter Ordnung für die (maximal) zehn linear unabhängigen Koeffizienten des symmetrischen Metriktensors $g_{\mu\nu}$ sowie die Zustandsgrößen der Materie dar. Bisher ist es nicht gelungen, dieses System allgemein zu lösen, so daß man sich verschiedener Verfahren bedienen muß, um spezielle Lösungen zu erhalten. Wie in allen anderen Teilgebieten der Physik, stellt sich auch hier der Ansatz am fruchtbarsten heraus, bei dem an das betrachtete physikalische System bestimmte Symmetrieforderungen gestellt werden. Dadurch wird die Anzahl der unabhängigen Metrikkoeffizienten reduziert und die Einstein'schen Feldgleichungen lassen sich unter Umständen analytisch lösen.

Durch Annahme des **Weyl'schen Postulates** und des **Kosmologischen Prinzips** wird man auf die Friedmann–Robertson–Walker–Metrik bzw. das Friedmann–Robertson–Walker–Linienelement geführt.

Weyl'sches Postulat:
Die Weltlinien der Materie sind Geodäten (d.h. ihre Bewegung wird nur durch die gravitative Wechselwirkung bestimmt), die senkrecht auf einer Folge von Hyperflächen stehen. Die Folge dieser Flächen läßt sich mittels einer Koordinate, der **kosmischen Zeit t**, parametrisieren. Hierdurch werden vier Metrikkoeffizienten festgelegt.

Kosmologisches Prinzip:
Für jeden Wert des kosmologischen Zeitparameters sind die Hyperflächen $t = const.$ homogen und isotrop bezüglich der Energieverteilung. Die hieraus resultierende sechs–parametrige Symmetriegruppe der Translations– und Rotationsinvarianz impliziert die Konstanz der Krümmung der Hyperflächen und reduziert die noch zu bestimmenden Metrikkoeffizienten auf einen Skalierungsfaktor R, der i. a. von t abhängt.

Friedmann–Robertson–Walker–Linienelement:

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu = c^2 dt^2 - R^2(t) \cdot \left[d\chi^2 + r^2 \left(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2 \right) \right] \tag{2.1}$$

mit

$$r = \frac{1}{\sqrt{k}} \cdot \sin\left(\sqrt{k} \cdot \chi\right) \tag{2.2}$$

χ, θ, ϕ parametrisieren die dreidimensionalen raumartigen Hyperflächen S, die Funktion $R(t)$ ergibt sich als Lösung der Einstein'schen Feldgleichungen nach Vorgabe des Energie–Impuls–Tensors $\mathcal{T}^{\mu\nu}$, und k beschreibt die Topologie der Untermannigfaltigkeiten S der Raum–Zeit:

$$k = \begin{cases} +\ 1 & \text{konstante positive Krümmung} \\ \ \ 0 & \text{euklidisch flach} \\ -\ 1 & \text{konstante negative Krümmung} \end{cases}$$

Die Friedmann–Robertson–Walker–Metrik ist allerdings nicht die einzige Folgerung, die sich aus der Homogenität und der Isotropie der Materieverteilung ergibt. So läßt sich ferner auf die Gültigkeit des **Kopernikanischen Prinzips**, auf die Ortsunabhängigkeit aller physikalischen Felder[1] (z.B. Gunn 1978, Seite 11) und auf eine Proportionalität zwischen Relativgeschwindigkeit und Abstand zweier beliebiger Punkte $(t_0, \chi, \theta, \phi)$ und $(t_0, \chi', \theta', \phi')$ auf derselben Hyperfläche schließen (z.B. Weinberg 1994, Seite 36).

Kopernikanisches Prinzip :
Auf jeder Hyperfläche $t = const.$ gilt, daß kein Punkt ausgezeichnet ist. Dieses zieht insbesondere die globale Isotropie des Universums und somit die logische Äquivalenz zum Kosmologischen Prinzip nach sich.

Um weitere Auswertungen zu ermöglichen, müssen die Parameter der Friedmann–Robertson–Walker–Metrik mit beobachtbaren bzw. meßbaren Größen in Verbindung gebracht werden. Dieses geschieht durch Einführung der Rotverschiebung z, der scheinbaren Helligkeit m und des Winkeldurchmessers δ über folgende Relationen:

$$\begin{aligned} z &:= \frac{\lambda_* - \lambda}{\lambda} && (2.3) \\ &= \frac{R(t_0)}{R(t_*)} - 1 = \frac{R_0}{R_*} - 1 && (2.4) \\ m &= 5 \cdot \log\left(\frac{D_L}{10pc}\right) + M && (2.5) \\ \delta &= \frac{d}{D_\delta} && (2.6) \\ D_L &= (1+z) \cdot R_0 r && (2.7) \\ D_\delta &= \frac{R_0 r}{1+z} && (2.8) \end{aligned}$$

[1]Offensichtlich ist das Universum nicht translations– und rotationsinvariant. Dieser Symmetriebruch ist aber schwach genug, um eine näherungsweise Gültigkeit der Friedmann–Robertson–Walker–Metrik und **Friedmann–Lemaître–Gleichungen** (A.2) und (A.3) zu gewährleisten.

mit $\lambda_* =$ gemessene Wellenlänge einer Spektrallinie, $\lambda =$ Laborwellenlänge der Spektrallinie, $t_0 =$ Wert des Zeitparameters heute = Zeitpunkt der Wellenlängenmessung, $t_* =$ Zeitpunkt der Spektrallinienaussendung, $D_L =$ photometrische Distanz, $M =$ absolute Helligkeit, $d =$ wahrer Durchmesser des Objektes, $D_\delta =$ Winkeldurchmesserdistanz des Objektes und $R_0 r =$ metrische Distanz.

Wir benötigen also nur noch die metrische Distanz als Funktion der Rotverschiebung, um alle Relationen allein durch beobachtbare Größen ausdrücken zu können. Betrachten wir ein radiales Lichtsignal, welches uns heute mit den Koordinaten $(t_0, 0, 0, 0)$ von einer entfernten Galaxie mit den Koordinaten $(t, \chi, 0, 0)$ erreicht, so folgt mit (2.1) für $ds = 0$, den Substitutionen $dt/R(t) = dR/(R\dot{R})$ und $\xi = z+1$ und der ersten Friedmann–Gleichung (siehe Anhang A; wie dort gezeigt wird, kann der Einfluß von $\Omega_{S,0}$ vernachlässigt werden):

$$\chi(z) = \frac{c}{H_0 R_0} \int_1^{1+z} \left[\Omega_0 \xi^3 + (1 - \Omega_0 - \lambda_0)\xi^2 + \lambda_0\right]^{-1/2} d\xi \tag{2.9}$$

und mit (2.2)

$$R_0 r(z) = R_0 \cdot F_k \left(\frac{c}{H_0 R_0} \int_1^{1+z} \left[\Omega_0 \xi^3 + (1 - \Omega_0 - \lambda_0)\xi^2 + \lambda_0\right]^{-1/2} d\xi \right) \tag{2.10}$$

mit $F_{+1}(x) = \sin x$, $F_0(x) = x$ und $F_{-1}(x) = \sinh x$.

Um die explizite Form des von Hubble entdeckten Gesetzes zu erhalten, werten wir (2.10) noch für kleine z aus. Dazu entwickeln wir den Integranden von (2.9) um $\xi = 1$ (bzw. $z = 0$), führen die Integration aus und erhalten:

$$\begin{aligned} \chi(z) \approx\ & \frac{cz}{H_0 R_0} \cdot \\ & \cdot \left[1 - \frac{1 + q_0}{2} z + \frac{2 + 2q_0 + 3q_0^2 - 3\lambda_0}{6} z^2 + O(z^3)\right] \end{aligned} \tag{2.11}$$

Die entsprechende Entwicklung von (2.2) für kleine χ liefert:

$$r \approx \chi \cdot \left[1 - \frac{k}{6}\chi^2 + O(\chi^4)\right] \tag{2.12}$$

Einsetzen von (2.11) in (2.12) und Benutzung von (For b) zur Zeit t_0 führt zu:

$$R_0 r(z) \approx \frac{cz}{H_0} \cdot \left[1 - \frac{1 + q_0}{2} z + \frac{1 + q_0^2 - 2\lambda_0}{2} z^2 + O(z^3)\right] \tag{2.13}$$

Einsetzen in (2.7) und (2.8) führt schließlich auf

$$D_L \approx \frac{cz}{H_0} \cdot \left[1 + \frac{1 - q_0}{2} z + \frac{q_0^2 - q_0 - 2\lambda_0}{2} z^2 + O(z^3)\right] \tag{2.14}$$

$$D_\delta \approx \frac{cz}{H_0} \cdot \left[1 - \frac{3 + q_0}{2} z + \frac{4 + q_0 + q_0^2 - 2\lambda_0}{2} z^2 + O(z^3)\right] \tag{2.15}$$

und für m nach Entwicklung des Logarithmus bis zur entsprechenden Ordnung

$$
\begin{aligned}
m &\approx M + 25 - 5(\log H_0 - \log cz) + \frac{5(1-q_0)}{2} z \log e + \\
&+5 \cdot \left[\frac{(q_0-1)(3q_0+1)}{8} - \lambda_0 \right] z^2 \log e + O(z^3)
\end{aligned}
\tag{2.16}
$$

mit H_0 in $km/(sMpc)$ und c in km/s.

In niedrigster Ordnung in z gilt demnach in beiden Fällen das sogenannte **Hubble–Gesetz**, auf dessen Entdeckung bereits zu Anfang von Kapitel 1 kurz eingegangen worden ist.

Hubble–Gesetz:

$$\boxed{\boxed{cz \approx H_0 \cdot D}}$$

Nach (For c1) und (2.11) gilt somit für $z \ll 1$ der Zusammenhang $v \approx cz$, so daß hieraus die am Beginn von Kapitel 1 zitierte Relation resultiert.

2.2 Die freien kosmologischen Parameter

Gemäß seiner Definition bestimmt der Hubble–Parameter H_0 (zumindest für $z \ll 1$) die Proportionalität zwischen Rotverschiebung z und Distanz D einer Galaxie und, mit der entsprechenden Interpretation der Rotverschiebung als Resultat einer allgemeinen Fluchtbewegung der Galaxien, die heutige Expansionsrate des Kosmos.

An der qualitativen Gültigkeit des Hubble–Gesetzes gibt es heute kaum noch Zweifel,[2] dagegen bereitet die quantitative Bestimmung von H_0, q_0 usw. auch mit modernen Beobachtungsgeräten noch immer erhebliche Schwierigkeiten.

Die Relevanz einer genauen Kenntnis des Wertes des Hubble–Parameters ergibt sich aus seiner Eigenschaft, einer der Parameter zu sein, die die Evolution unseres Kosmos bestimmen und darüber hinaus relativ einfach zu messen sein sollten. Wie in Anhang A gezeigt, benötigen wir drei Parameter, um eine nahezu eindeutige Charakterisierung des Modells unseres Universums, basierend allein auf der Allgemeinen Relativitätstheorie, der Friedmann–Robertson–Walker–Metrik und einem geeigneten Materiemodell, zu gewährleisten. Diese können prinzipiell eine beliebige Kombination aus dem Satz folgender Größen darstellen:

- heutiges Weltalter (For a): t_0
- Hubble–Parameter zur Zeit t_0 (Def a): H_0
- Krümmungsradius zur Zeit t_0 (For b): R_0
- dessen zeitliche Ableitung zur Zeit t_0: $\dot{R}_0$
- Bremsparameter zur Zeit t_0 (Def f): q_0
- Dichteparameter zur Zeit t_0 (Def d1): Ω_0
- Materiedichte zur Zeit t_0: ρ_0
- Kosmologische Konstante (Phy a): Λ
- kosmologischer Term zur Zeit t_0 (Def e): λ_0

[2] Siehe hierzu jedoch z. B. Segal, Nicoll 1996 oder Koranyi, Strauss 1997.

Von besonderem Interesse sind dabei die Parameter t_0, H_0 und Ω_0, da sie aus lokalen Beobachtungen erschlossen werden können. Man hat jedoch auch Verfahren entwickelt, die die Bestimmung von q_0 und λ_0 zum Ziel haben. Im folgenden werden kurz einige konventionelle Verfahren vorgestellt, um obige kosmologische Parameter quantitativ festzulegen.[3]

2.2.1 Bestimmung von t_0

Diese basiert im wesentlichen auf zwei unterschiedlichen Methoden: **(1)** Radioaktiver Zerfall bestimmter Kerne und **(2)** Vergleich von Beobachtungen mit Sternentwicklungsmodellen. Für die Methode (1) ist es dabei essentiell, Nuklide zu betrachten, die sehr hohe Halbwertszeiten besitzen und deren Entstehungsgeschichte man ziemlich genau kennt. Es bieten sich hierfür die Kerne ^{187}Re, ^{232}Th, ^{235}U, ^{238}U und ^{244}Pu an, die alle nur im r–Prozeß gebildet werden und Halbwertszeiten zwischen $8.3 \cdot 10^7$ und $5 \cdot 10^{10}$ a (Frauenfelder, Henley 1987, Seite 615ff) aufweisen. Schwachpunkte dieser kosmochronologischen Altersbestimmung sind die Notwendigkeit der Kenntnis der chemischen Evolution der Galaxie sowie der Häufigkeiten obiger Elemente zum Zeitpunkt der Entstehung unserer Milchstraße.

Für Methode (2) benötigen wir eine geeignete Sternpopulation. Hiermit ist eine Population gemeint, deren Sterne alle etwa zur selben Zeit entstanden sind, die eine homogene chemische Zusammensetzung aufweist und in der keine weitere Sternentstehung stattgefunden haben sollte. Kugelsternhaufen werden gemeinhin als solch eine geeignete Sternpopulation angesehen (Jimenez 1997). Im wesentlichen wird nun benutzt, daß die Dauer des Hauptreihenstadiums eines Sterns umso kürzer ist, je größer seine Masse ist. Stellt man also für die Sterne eines Kugelsternhaufens ein Hertzsprung–Russel–Diagramm auf, erhält man, aufgrund der unterschiedlichen Anfangsmassen aber des ungefähr gleichen Alters aller Sterne, ein Diagramm, wie Abbildung 2.1 es zeigt. Charakteristisch ist hierbei der Abknickpunkt von der Hauptreihe, denn dieser kennzeichnet den Eintritt des Sterns in das Rote–Riesen–Stadium. Durch Kenntnis der Leuchtkraft, und damit im wesentlichen des Abstandes, der Sterne an diesem Punkt, läßt sich nun durch Vergleich mit Modellrechnungen ihr Alter bestimmen. Da man annimmt, daß Kugelsternhaufen während der Entstehungsphase einer Galaxie gebildet werden, hat man somit auch das Alter der Galaxie. Der Übergang zur Altersbestimmung des Universums hängt dann noch entscheidend vom Strukturbildungsmodell ab. Eine erfolgreiche Anwendung dieser Methode ist somit eng mit Kenntnissen der chemischen Zusammensetzung, der Entfernungen, von Extinktionsprozessen sowie der Sternentwicklung und der Strukturbildung verknüpft.

2.2.2 Bestimmung von Ω_0

(1) Die einfachste und wohl auch älteste Methode zur Bestimmung des Dichteparameters beruht auf Bestimmung einer mittleren Leuchtkraftdichte ℓ aus der Leuchtkraftfunktion für Galaxien sowie des entsprechenden Masse–Leuchtkraft–Verhältnisses M/L. Diese Größen gestatten dann wegen $\Omega_0 \propto \ell \cdot M/L$ eine von H_0 unabhängige Bestimmung des Dichteparameters. Seit der Bestätigung der Existenz **Dunkler Materie** bedarf es jedoch besonders für M/L immer wieder einer Revision. Berücksichtigung des **Virial–Theorems** und Untersuchungen der Dynamik von Galaxien und Galaxienhaufen weisen auf die Anwesenheit

[3] Auf ihre Bestimmung durch Auswertung der **COBE**–Daten wird hier nicht weiter eingegangen, da in diese Methode Annahmen der Strukturbildungstheorie eingehen, die hier nicht näher erläutert werden können.

Abbildung 2.1: Hertzsprung–Russel–Diagramm (z. B.) des Kugelsternhaufens M3 (nach Goenner 1994, Seite 49).

nichtleuchtender Materie hin, deren Masse etwa das Zehnfache der sichtbaren ausmacht (Goenner 1994, Seite 51).

(2) Eine Bestimmung der Materiedichte ρ_0 bzw. des Produktes $\Omega_0 \cdot h_0^2$ wird durch Vergleich der beobachteten Häufigkeiten der leichten Elemente (Wasserstoff, Deuterium, Helium, Lithium) mit Berechnungen zur **Big Bang–Nukleosynthese** unter Berücksichtigung der Elemententstehung in Konkurrenzprozessen (z. B. Supernovae, Kosmische Strahlung, Sterne) ermöglicht.

Weitere Methoden der Ω_0–Bestimmung nutzen **(3)** den Gravitationslinsen–Effekt und die Abhängigkeit der Wahrscheinlichkeit, ein solches Ereignis zu beobachten, von der Materiedichte, **(4)** die Analyse der Quasarspektren unter Zugrundelegung des **Blasenwall–Modells** oder **(5)** Strukturbildungstheorien.

Speziell die Methoden (3)–(5) werden auch auf die direkte Bestimmung von λ_0 angewendet.

2.2.3 Bestimmung von q_0

(1) Wie man den Gleichungen (2.14), (2.15) bzw. (2.16) entnimmt, ermöglichen uns die Abweichungen in zweiter Ordnung vom linearen Hubble–Gesetz direkt die Bestimmung des Bremsparameters. Abbildung 2.2 soll das Prinzip dieser Methode verdeutlichen. Wie man allerdings leicht erkennen kann, sind wir von einer definitiven Bestimmung von q_0 noch sehr weit entfernt, da in dieses Verfahren ebenfalls und in noch stärkerem Maße die Unsicherheiten der Entfernungsbestimmung eingehen.

(2) Auch auf diesem Gebiet findet die Gravitationslinsenforschung Anwendung.

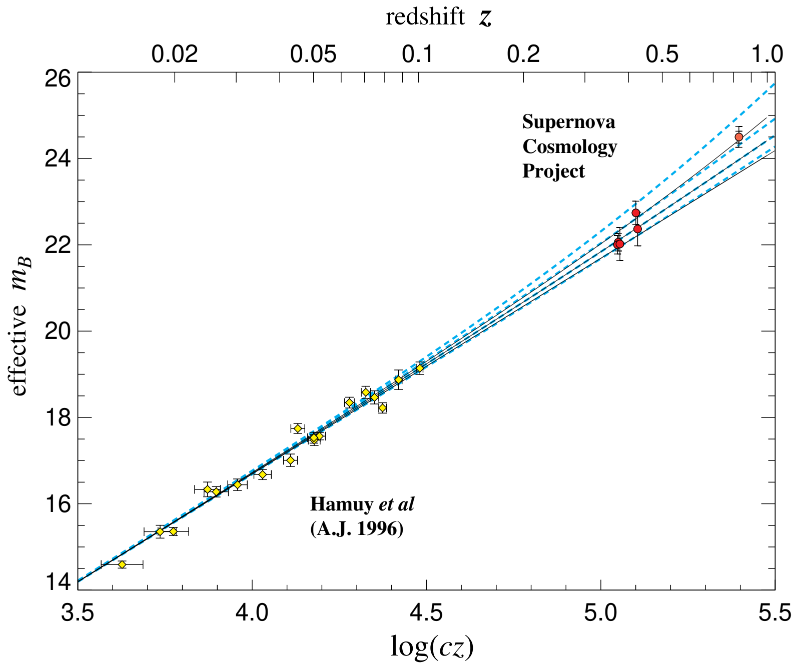


Abbildung 2.2: Hubble–Diagramm mit Kurven für verschiedene Werte von q_0. Von oben nach unten für die blauen, gestrichelten Linien: $q_0 = -1, -0.25, 0.5, 1.25$. Von oben nach unten für die schwarzen, durchgezogenen Linien: $q_0 = 0, 0.5, 1$. Aus Perlmutter et al. 1997.

2.3 Die Entdeckung des expandierenden Kosmos

Die Vorstellung vom Kosmos als vier–dimensionale, expandierende Raum–Zeit–Mannigfaltigkeit mit einer (zumindest lokal) abweichenden Topologie vom euklidisch Flachen und einer großskalig homogen–isotropen Materieverteilung feiert in diesem Jahr erst ihren 75. Geburtstag.[4] Die Geschichte, die zu diesem Weltbild führte, war jedoch voller Hindernisse und begann vor mehr als 2000 Jahren.

In der ersten Hälfte des vierten Jahrhunderts vor Christi (4. BC) entwarf der griechische Astronom Eudoxos ein kompliziertes geozentrisches Weltbild, welches zur Erklärung der retrograden und Schleifenbewegungen der Planeten 26 Sphären benötigte. Um 340 BC versuchte Kallippos durch Einführung acht weiterer Sphären, dieses Modell besser an Beobachtungsdaten anzugleichen. Den Versuch, die Dynamik der Planetenbewegungen einheitlich zu erklären, finden wir in der Lehre des Aristoteles. Bei ihm sorgt die Bewegung der äußersten von 56 Sphären, welche durch einen immateriellen 'ersten Beweger' angestoßen wird, für die Dynamik der gesamten Struktur eines **räumlich endlichen Universums**. Erste konkrete Überlegungen, ein heliozentrisches Weltbild betreffend, wurden um die Mitte des 3. BC von Aristarch von Samos und Seleukos von Babylon vorangetrieben. Sie hielten jedoch an kreisförmigen Planetenbahnen und einer unbeweglichen Fixsternsphäre, in dessen Mittelpunkt die Sonne stand, fest. Dies führte letztendlich dazu, daß ihr Modell wieder in Vergessenheit geriet. Somit bestimmte ein anderes Weltbild die Astronomie des nächsten Jahrtausends: Die im 2. BC von Apollonios von Perge und Hipparchos von Nikaia eingeführte geozentrische Epizykelkonstruktion. Diese wurde schließlich in der ersten Hälfte des zweiten Jahrhunderts nach Christi (2. AC), basierend auf fünf Grundsätzen, durch

[4]Die theoretischen Betrachtungen basieren auf Arbeiten von Alexander Friedmann (1922, 1924), die Bestätigung durch Beobachtungen erfolgte 1926 und 1929 durch Hubble.

Tabelle 2.1: Repräsentative Werte für Ω_0, λ_0 und q_0.

	Methode	Richtwert
Ω_0	Gravitationslinsen–statistik†	$> 0.34^*$
	$(M/L) \cdot \ell^\dagger$	$\simeq 0.25 \pm 0.05$
	Lyman–α Wald‡	0.014
$\Omega_0 h_0^2$	Big Bang–Nukleosynthese†	$0.024^{+0.006}_{-0.005}$ **
Alter der Milchstraße	Kugelsternhaufen$^\diamond$	$\leq$ 14Gyr
	radioaktiver Zerfall$^\diamond$	11–14 Gyr
λ_0	Gravitationslinsen–statistik†	$< 0.66^*$
	Lyman–α Wald‡	1.08
q_0	Supernovae Ia$^\clubsuit$	> 0
	SN1994G$^\clubsuit$	$0.80 \pm 0.35 \pm 0.30$

* Unter der Annahme $k = 0$

** Unter der Annahme, die gesamte Materie im Kosmos wäre baryonisch

†Dekel et al. 1997 ‡Liebscher, Priester, Hoell 1992

$^\diamond$Jimenez 1997 $^\clubsuit$Perlmutter et al. 1996

Claudius Ptolemaios vervollständigt: **(1)** Erde und **(2)** Himmelsgewölbe haben Kugelgestalt, **(3)** die Erde steht starr **(4)** im Mittelpunkt des Himmels und **(5)** besitzt relativ zu diesem nur eine vernachlässigbare Ausdehnung (Kanitscheider 1991, Seite 77). Während die Epizykeltheorie des Ptolemaios von islamischen Gelehrten bereits im 12. AC kritisiert wurde, begann sich aufgrund des Einflusses der Kirche in Europa die Idee eines neuen Weltbildes erst ab der Mitte des 15. AC zu entwickeln. Nikolaus von Kues vertrat um 1440 die Vorstellung eines **grenzenlosen Kosmos ohne Mittelpunkt** und entzog somit dem geozentrischen Weltbild die Grundlage. In der ersten Hälfte des 16. AC arbeitete Nikolaus Kopernikus ein heliozentrisches Modell aus, welches 1543 in seinem Hauptwerk 'De Revolutionibus' veröffentlicht wird. Im 18. AC schließlich gehen die Spekulationen über mögliche Strukturierungen weit über unser Sonnensystem hinaus: Durch die Gedanken Christopher Wren's und Thomas Wright's angeregt, entwickelt Immanuel Kant das Bild eines von 'Welteninseln' erfüllten Kosmos', wobei diese ein hierarchisches System selbstähnlicher Strukturen aufbauen sollten.[5]

Letztendlich gelangte man aber erst durch die Möglichkeiten der Entfernungsbestimmung zu einem umfassenderen Bild des Universums. Zwar erlaubt uns die jährliche Umlaufbewegung der Erde um die Sonne sowie die gerichtete Bewegung von Sternenhaufen die Anwendung geometrischer Methoden zur Bestimmung zuverlässiger Entfernungen bis ca. 500 *pc* (Rowan–Robinson 1985),[6] doch gab es jede Menge Objekte, darunter viele 'nebulös erscheinende Flecken', die keine sogenannte Parallaxe zeigten.

Wir greifen die Historie deshalb im Jahre 1912 am Harvard College Observatory wie-

[5] Dieser Abschnitt basiert im wesentlichen auf Kanitscheider 1991 und Harenberg 1996.

[6] Zum Zwecke der Erweiterung dieser Skala gilt der Einsatz des Satelliten **Hipparcos**.

der auf. Hier arbeitete seit vier Jahren Henrietta Swan Leavitt an der Untersuchung pulsationsveränderlicher Sterne in den Magellanschen Wolken. Dabei entdeckte sie eine Relation zwischen Pulsationsperiode und scheinbarer Helligkeit[7] dieser als δ–Cephei Sterne identifizierten Objekte (Leavitt 1912). Mit der 1913 von Ejnar Hertzsprung vorgenommenen Kalibrierung ließ sich nun die Entfernungsbestimmung merklich vorantreiben. Parallel hierzu begann 1912 Vesto Melvin Slipher mit einem Programm zur Messung von Rotverschiebungen von Spiralnebeln. Bis 1917 hatte er Daten von 25 verschiedenen Nebeln gesammelt, von denen 21 eine Bewegung von uns fort zeigten.[8] Zu dem Ergebnis, '*... daß das System der Spiralnebel mit Beziehung auf ...*' das Sonnensystem '*... auseinandertreibt*' (Wirtz 1917), kam im selben Jahr auch der deutsche Astronom Carl Wirtz, der aus den Geschwindigkeiten der Spiralnebel versuchte, die räumliche Bewegung der Sonne zu extrahieren. Er erkannte, '*... daß ein konstanter systematischer Fehler*' (der sogenannte K–Term mit $K = +656\ km/s$) '*in die Ausgleichung mit aufgenommen werden muß*' (Wirtz 1917).[9] '*Sind demnach die Spiralnebel grundverschieden und getrennt vom System der Sterne*' (Wirtz 1917)? Ja, und nicht nur das. Im Jahre 1921 schloß er aus seinen Untersuchungen der scheinbaren Helligkeiten, daß '*... die uns nächsten Nebel eine geringere Auswärtsbewegung besitzen als die fernen.*' Diesem trug schließlich zum ersten Mal Knut Lundmark 1925 formell Rechnung, indem er eine Abstandsabhängigkeit des K–Terms der Form $K(r) = k + lr + mr^2$ zuließ. Die Konstanten bestimmte er dabei zu $k = +513$, $l = 10.365$, $m = -0.047$ und erhielt somit eine nahezu lineare Beziehung zwischen Geschwindigkeit v (i.e. K) und Abstand r der Spiralnebel, wohingegen er ein Jahr zuvor mittels eines (v, r)–Diagrammes nur zu dem Schluß kam, '*... that there may be a relation between the two quantities, although not a very definite one*' (Lundmark 1924).

Lundmark und Wirtz kamen zu ihren Ergebnissen unter der Annahme, die scheinbare Helligkeit eines Spiralnebels wäre ausschließlich korreliert mit seiner Entfernung. Der amerikanische Astronom Hubble hingegen machte sich die neuentdeckte Perioden–Leuchtkraft–Beziehung für Cepheiden zunutze, indem er versuchte, solche veränderlichen Sterne in den Spiralnebeln zu entdecken, um so deren Entfernung und damit auch deren Status bezüglich unserer Milchstraße abschätzen zu können. Im Jahr 1923 hatte er schließlich Erfolg und wies auf diese Art die extragalaktische Natur der Nebel M31 (Hubble 1924), M33 (Hubble 1925 a) und NGC 6822 (Hubble 1925 b) nach. In den folgenden Jahren setzte er die Arbeit auf dem Gebiet der extragalaktischen Nebel fort und 1929 veröffentlichte er das Ergebnis, mit einem Datensatz von 24 'Geschwindigkeiten' und Entfernungen eine Relation $v \approx K \cdot r$ gefunden zu haben (Für den Wert von K siehe Tabelle B.1). Diese Arbeit gilt als Meilenstein der Kosmologie und '*...has been a central element in cosmology since the late 1920s*' (Peebles 1993, Seite xi).

Mit den Arbeiten von H.P.Robertson (1929) und A.G.Walker (1935) war die Hubble–Relation bald auf eine theoretische Grundlage gestellt.[10] Da deren Voraussetzungen auch durch Beobachtungen als ziemlich gesichert galten und noch gelten, richteten sich die

[7] Hieraus folgt sofort eine Relation zwischen Periode und Leuchtkraft, da die Sterne in einer der Magellanschen Wolken alle etwa gleich weit entfernt sind.

[8] Die vier blauverschobenen Spektren gehörten zu den uns nahen Objekten M31, M32, M33 und NGC 6822.

[9] Die Notwendigkeit eines K–Terms ergab sich schon früher aus der Extraktion der Sonnenbewegung aus gemessenen Geschwindigkeiten von B–Sternen. Hierbei lag K etwa in der Größenordnung von 10 km/s.

[10] Interessant ist allerdings zu bemerken, daß bereits 1927 von Lemaître und 1928 von Robertson lineare Relationen zwischen v und r vorhergesagt wurden (North 1990, Seite 120).

Bemühungen der Astronomen primär an die genauere Bestimmung von K bzw. H_0.[11]

In den folgenden Jahren veröffentlichten Hubble und sein Kollege Milton L. Humason zu diesem Zweck mehrere Artikel, in denen sich ihre Messungen mit einem Wert für H_0 zwischen 520 und 560 $km/(sMpc)$ konsistent erwiesen (Hubble, Humason 1931; Hubble 1936; 1937). Dieses änderte sich mit der Entdeckung Walter Baade's 1944, die zeigte, daß die von Hubble verwendeten veränderlichen Sterne keineswegs einheitliche Objekte darstellten, sondern sich je nach ihrem Auftreten in der galaktischen Scheibe oder den Kugelsternhaufen in zwei Arten unterteilen ließen: Typ I = δ–Cephei Sterne und Typ II = W–Virginis Sterne mit einer um etwa 1.5^m geringeren Maximalhelligkeit. Auf der IAU–Tagung 1952 in Rom wies Baade noch einmal auf dieses Ergebnis hin und unter Berücksichtigung dieses Effektes ergab sich schließlich ein sehr viel niedrigerer Wert von $H_0 = 197.7\ km/(sMpc)$ (Baade 1955). Drei Jahre später schließlich wurde auch dieser Wert noch einer Revision unterzogen, als Allan Sandage einige der von Hubble benutzten hellsten roten Riesensterne als HII–Regionen identifizierte, was zu einer weiteren Vergrößerung der Entfernungsskala um mehr als einen Faktor zwei führte: $H_0 = 75\ km/(sMpc)$ (Sandage 1958). Seit damals schwanken die Messungen des Hubble–Parameters mit etwa $\pm 25\ km/(sMpc)$ um diesen Wert (siehe Abbildung 1.1).

Auf drei besondere Ereignisse soll hier jedoch noch hingewiesen werden:

1920 Treffen der American Association for the Advancement of Science im Baird Auditorium des Smithonian Institution's National Museum of Natural History in Washington D.C.
Diskussion zwischen Heber D. Curtis und Harlow Shapley über das Pro und Contra der Interpretation der Spiralnebel als extragalaktische Objekte.

1976 Tagung der IAU in Paris
Long Scale–Short Scale Debatte zwischen Gerard de Vaucouleurs, einem Befürworter von H_0 im Bereich von 100 $km/(sMpc)$, einerseits und Allan Sandage und Gustav Tammann, deren Datenanalysen zu Werten bei etwa 50 $km/(sMpc)$ führen, andererseits.

1996 Tagung über 'The Scale of the Universe' am selben Ort wie das Treffen der AAAS 1920
Diskussion zwischen Sidney van den Bergh und Gustav Tammann über den Wert von H_0 und die Zuverlässigkeit der verschiedenen Entfernungsindikatoren.

[11] Robertson scheint der erste gewesen zu sein, der das Symbol H für den Hubble–Parameter benutzte (Robertson 1955), während mindestens seit 1961 auch h in Verbindung mit (Def b) benutzt wird (Kiang 1961).

Kapitel 3

Entfernungsindikatoren

Die Bestimmung von H_0 (und ggf. q_0) läuft nach (2.14), (2.15) und (2.16) im wesentlichen auf die Messung von Entfernungen und Rotverschiebungen oder scheinbaren Helligkeiten und die Kenntnis der intrinsischen absoluten Helligkeit eines extragalaktischen Objektes hinaus. Im Rahmen des kosmologischen Standardmodells, in dem die Rotverschiebung z allein durch die Expansion des Raumes hervorgerufen wird, läßt sich über die kosmologische Dopplerformel (For c1) zwei Galaxien eine Relativgeschwindigkeit v zuordnen.

Durch lokale Dichtefluktuationen, die zu Abweichungen von der Homogenität und Isotropie führen, enthält dieses v i. a. jedoch Anteile verschiedenen Ursprungs:

$$v = v_{\text{Hubble}} + v_{\text{Pekuliar}} \tag{3.1}$$

Hierbei entspricht v_{Hubble} der Radialgeschwindigkeit aufgrund einer reinen Expansion des Raumes (For c1) und v_{Pekuliar} dem (hauptsächlich) radialen Anteil der Pekuliargeschwindigkeiten der Galaxien (For c2), einer Größe also, die nur sehr schwer quantitativ zu erfassen ist und in unserer lokalen kosmologischen Umgebung v_{Hubble} betragsmäßig sogar übertrifft. Des weiteren läßt sich v_{Pekuliar} noch aufspalten in einen Anteil $v_{\text{Pek,loc}}$, der durch die Bewegung unserer Sonne in Bezug auf ein bestimmtes Referenzsystem (z.B. die Galaxis, die Lokale Gruppe oder das Ruhesystem der Hintergrundstrahlung) hervorgerufen wird und einen Anteil $v_{\text{Pek,ext}}$. Letzterer beinhaltet Korrekturen zum Hubble–Fluß, die durch die Dynamik in der Umgebung der beobachteten Galaxie hervorgerufen werden. Da das quantitative Verständnis der Effekte, die zu v_{Pekuliar} führen, nicht (oder nur unzureichend) gegeben ist, wäre es von Vorteil, diese so gering wie möglich zu halten. Wie man anhand von (3.1) und dem Hubble–Gesetz leicht erkennt, sollte dies durch Beobachtung genügend weit entfernter Galaxien ermöglicht werden.

Im folgenden wird eine Übersicht über die heute verwendeten Verfahren der Entfernungsbestimmung gegeben. Resultate für H_0, die mit den unterschiedlichen Verfahren erhalten wurden, sind in Abbildung 1.1 eingetragen. Um zur Distanzmessung geeignet zu sein, sollte ein Entfernungsindikator dabei folgende Bedingungen erfüllen:

- Es muß eine wohldefinierte Relation zwischen (möglichst wenigen) physikalischen Parametern existieren, mittels der eine Aussage über die Distanz getroffen werden kann. Diese folgt entweder aus theoretischen Modellen oder kann anhand einer genügend großen Auswahl etwa gleich weit entfernter Objekte bestimmt werden (z.B. RR Lyrae–Sterne in einem Kugelsternhaufen, HII–Regionen in einer Galaxie oder SNe Ia in einem Galaxienhaufen).

- Da diese Relation niemals exakt sein wird, sollte die intrinsische Streuung σ sehr klein sein. So liegt σ für die P–L–C Relation der Cepheiden bei $0.1^m - 0.3^m$, für Supernovae vom Typ Ia bei $0.3^m - 0.7^m$,[1] für Novae bei 0.52^m, für die Leuchtkraftfunktion der Planetarischen Nebel bei $\approx 0.4^m$ (Jac92) und für die Helligkeits–Linienbreite Tully–Fisher Relation bei 0.10^m (Bernstein et al. 1994).

- Eine Nullpunktskalibrierung muß möglich sein, d.h., zu einem (oder möglichst vielen) Repräsentanten der betrachteten Klasse von Objekten sollte die Distanz sehr genau bekannt sein.

- Eine quantitative Berücksichtigung der (systematischen) Fehler muß gewährleistet sein (Metallizitätseinflüsse, Evolution, Extinktion, ...).

- Ideal wäre eine Klasse von Objekten, die bereits innerhalb unserer Galaxis häufig auftreten, gleichzeitig aber so leuchtkräftig sind, daß man sie noch in sehr großen Distanzen entdecken kann, da so der gesamte Entfernungsbereich anhand eines Indikators überdeckt werden könnte. Wie sich zeigen wird, liegt uns ein solcher idealer Indikator bis heute nicht vor. Als sehr aussichtsreiche Kandidaten zeichnen sich jedoch Supernovae vom Typ Ia ab (Kapitel 3.3).[2]

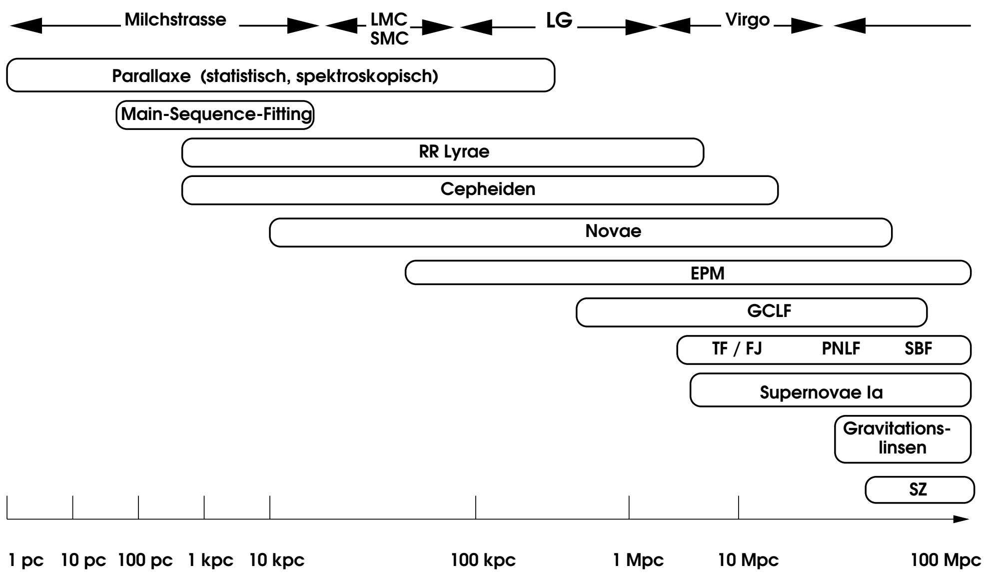


Abbildung 3.1: Eine mögliche kosmologische Distanzleiter (nach Rowan–Robinson 1985, S. 296 und Jac92). Dargestellt sind einige Entfernungsindikatoren und der Bereich, in dem mit ihnen Entfernungen bestimmt werden können. Gewöhnlich bezeichnet man die Entfernungsindikatoren, die in unserer Galaxis angewendet werden können, als primär und die Indikatoren, deren Kalibrierung mittels der primären durchgeführt wird, als sekundäre. Die Erläuterung der Abkürzungen ergibt sich aus den folgenden Abschnitten: 3.4 (PNLF), 3.5 (SZ), 3.6 (EPM), 3.7 (GCLF), 3.9 (TF/FJ), 3.10 (SBF). Die unten angegebene Entfernungsskala ist nicht streng mit oberen Objekten Milchstraße bis Virgo korreliert.

[1] Es scheint jedoch nicht ausgeschlossen, daß die intrinsische Streuung für Supernovae nur ca. 0.15 beträgt (nach Tom Richtler, Vorlesung im WS 1997/98 an der Universität Bonn).

[2] Ich danke Tom Richtler für diesen Hinweis.

3.1 Pulsationsveränderliche

Die Klasse der Pulsationsveränderlichen läßt sich in mehr als zehn Untergruppen aufteilen, welche jeweils nach einem typischen Vertreter benannt sind (z. B. δ–Cepheiden, W–Virginis Sterne, RR–Lyrae Sterne, Mira Sterne, δ–Scuti Sterne, ZZ-Ceti Sterne usw.).

Tabelle 3.1: Bereiche einiger physikalischer Eigenschaften einzelner Klassen von Pulsationsveränderlichen (aus Cox 1980, Seite 15).

Klasse	Perioden	Population	Spektraltyp	absolute visuelle Helligkeiten
RR–Lyrae	1.5 – 24 h	II	A2 – F2	0.0^m ... $+1.0^m$
δ–Cepheiden	1 – 50 d	I	F6 – K2	-0.5^m ... -6.0^m
W–Virginis	2 – 45 d	II	F2 – G6(?)	0.0^m ... -3.0^m
ZZ–Ceti	200 – 1000 s	I(?)	A5 – F5(?)	$+10^m$ ... $+15^m$(?)

Ihnen gemeinsam ist die (zumeist periodische) Veränderung physikalischer Zustandsgrößen wie Temperatur, Radius oder Leuchtkraft durch Pulsation der äußeren Schichten (Abb. 3.2). Normalerweise führt die Kompression eines Sterns zu einem Anstieg der Temperatur und damit zur Erhöhung des Gas– und Strahlungsdruckes, eine notwendige Bedingung für die Stabilisierung des Sterns gegen gravitativen Kollaps. Die hierdurch induzierte Schwingung wird aber durch verschiedene Mechanismen im Stern so sehr gedämpft, daß sie nach ca. 100 Jahren wieder zur Ruhe gekommen ist. Tritt in den äußeren Hüllen eines Sterns jedoch eine Ionisationszone auf, d.h. eine Region, in der die mittlere Temperatur leicht unterhalb eines Ionisationsniveaus des dort häufigsten Elementes ist,[3] so führt die Kompression zu einer erheblichen Vergrößerung der Opazität innerhalb dieser Zone. Das Gas ist somit in der Lage, mehr Strahlungsenergie aus dem Inneren des Sterns zu absorbieren. Wie Zhevakin (1953) gezeigt hat, reicht diese zusätzliche Energie, die zu einer angeregten Schwingung führt, aus, um die gesamte innere Reibung des Sterns zu überwinden und so die Schwingung aufrechtzuerhalten.[4] Aus der Pulsationstheorie ergibt sich für das Auftreten einer solchen Pulsationsinstabilität am blauen Ende des Instabilitätsstreifens[5] eine Relation der Form:

$$L \propto Q^{-a} Y^b Z^{-c} M^d T^{-e} \tag{3.2}$$

mit der Luminosität L, den relativen Masseanteilen für Helium (Y) und schwereren Elementen (Z), der Masse M des Sterns, seiner Effektivtemperatur T sowie der Pulsationskonstanten $Q = P \cdot \sqrt{\bar{\rho}/\bar{\rho}_\odot}$ mit der Periode P und den mittleren Dichten für den Stern bzw. für die Sonne. Weiterhin sollen $a, b, c, d, e > 0$ sein (Cox 1980).

Unter Benutzung der Relationen $L = 4\pi \bar{R}^2 \sigma T^4$ und $M = 4\pi \bar{\rho} \bar{R}^3/3$ mit dem mittleren Sternenradius $\bar{R}$, Vernachlässigung der Y und Z–Abhängigkeit und Beachtung der Zusammenhänge zwischen L und M_{Bol} sowie T_{eff} und $(B-V)_0$ erhält man aus (3.2) die Perioden–Helligkeits–Farb (P–L–C) Beziehung

[3] Für die meisten oben erwähnten Veränderlichen geht man davon aus, daß hierbei Helium mit der Reaktion $He^+ \rightleftharpoons He^{++}$ die entscheidende Rolle spielt (Jac92).

[4] Eine anschauliche Darstellung dieses Mechanismus' findet sich in Kippenhahn 1989, Seite 117 ff.

[5] In Sternen am roten (kühleren) Ende könnten Konvektionseffekte den oben beschriebenen Mechanismus unterdrücken (Madore, Freedman 1991).

Abbildung 3.2: Veränderungen verschiedener physikalischer Größen eines δ–Cepheiden während einer Pulsationsperiode. Von oben nach unten: **(a)** Lichtkurve (Unterschied Δm in der scheinbaren Helligkeit), **(b)** Änderung der effektiven Temperatur T, **(c)** Änderung der Spektralklasse, **(d)** Änderung der Radialgeschwindigkeit der Hülle, **(e)** Schwankung ΔR des Sternradius', **(f)** die hieraus abgeleitete Änderung der sichtbaren Fläche des Sterns. Aus Herder 1 (1989), Seite 164.

$$M_{Bol} = \alpha \cdot \log P + \beta(B - V)_0 + \gamma \tag{3.3}$$

mit den Parametern absolute bolometrische Helligkeit M_{Bol}, Pulsationsperiode der Grundschwingung P und Farbindex $(B - V)_0$. Diese Relation stellt eine Ebenengleichung im dreidimensionalen Parameterraum dar, wobei jedoch nur in einem kleinen Bereich die Bedingungen für Pulsationsinstabilitäten erfüllt werden. Dieses führt zu den in Tabelle 3.1 angegebenen Wertebereichen für die verschiedenen Klassen von Veränderlichen.

Um ein Gefühl für die Größenordnungen von α, β und γ zu bekommen, sei hier die von Feast und Walker (1987) ermittelte P–L–C Relation angegeben:

$$M_V = -3.53 \cdot \log P + 2.13 \cdot (B - V)_0 - 2.13 \tag{3.4}$$

Gestützt auf neuere Messungen scheint sich jedoch abzuzeichnen, daß Korrekturen bzgl. der Y und Z–Abhängigkeit von (3.2) nicht vernachlässigt werden dürfen. Beaulieu et al. (1997) erhalten folgende Korrektur des Distanz–Modulus für Cepheiden:

$$\delta\mu_0 = (0.44^{+0.1}_{-0.2}) \cdot \log \frac{Z}{0.0085} \tag{3.5}$$

Weitere Effekte höherer Ordnung in der P–L–C Relation ergeben sich u. a. aus der Berücksichtigung von Extinktion, Begleitsternen, Massenverlusten und Magnetfeldern (Madore, Freedman 1991). Einen großen Fortschritt in Verringerung der sich hieraus ergebenden Korrekturen konnte man durch IR–Beobachtungen machen, da diese wesentlich unempfindlicher gegenüber Extinktion und Metallizität sind und für größere Wellenlängen die Pulsationsamplitude und die Streuung in der P–L–C Relation geringer werden (Gouguenheim et al. 1996).

3.2 Novae

Novae bilden eine Unterklasse der kataklysmischen Variablen, bestehend aus einem **Weißen Zwerg** (WD) und einem i. a. masseärmeren Hauptreihenstern. Sie weisen Umlaufperioden von etwa 1–15 h auf, was auf ein sehr enges Binärsystem schließen läßt. Aufgrund der Nähe zum WD füllt der Begleiter sein Rochevolumen aus, was in einem Massefluß zum WD resultiert, welcher aufgrund des mitgeführten Drehimpulses nicht radial auf diesen einfallen kann, sondern eine Akkretionsscheibe bildet. Thermonukleare Instabilitäten, ausgelöst durch den Massezuwachs, führen schließlich zu dem Novaphänomen: Einem Anstieg der visuellen Helligkeit um sechs bis 19 Größenklassen (Herder 2 1989, Seite 63 ff) innerhalb weniger Tage, gefolgt von einem weit gemäßigteren Abfall (in der Größenordnung $2.5^m/40\ d$) bis zurück zur Ausgangshelligkeit und charakterisiert durch eine i.a. komplex strukturierte Lichtkurve.

Da Novae eng mit einer alten Sternenpopulation verbunden sind, treten sie vorwiegend in elliptischen Galaxien und den Bulges von Spiralgalaxien, d.h., in relativ staubarmen Gebieten, auf. Zusätzlich erreichen sie absolute visuelle Helligkeiten von etwa $M_V = -10^m$ (Jac92) und scheinen nicht besonders sensitiv bzgl. Variationen von Z zu sein (van den Bergh, Pritchet 1986). Novaausbrüche ereignen sich etwa mit einer Rate von 50 Stück pro Jahr, so daß sich hieraus insgesamt ihre große Attraktivität als potentielle Entfernungsindikatoren ergibt.

Die Verwendung von Novae als Distanzmesser ermöglichen vier Relationen. **(1)** Eine Korrelation zwischen M^{max} (= maximale absolute Helligkeit) und t_n (= Dauer des Helligkeitsabfalles von M^{max} auf $M^{max} - n$; $[t_n] = Tage$; $[n] = {}^m$) wurde bereits 1945 von McLaughlin festgestellt und ab 1978 auf eine theoretische Grundlage gestellt (siehe z. B. Hartwick, Hutchings 1978 und Shara 1981 a, b).

- Pfau 1976

$$M_B^{max} = -(10.67^m \pm 0.3^m) + (1.8^m \pm 0.2^m) \cdot \log t_3 \tag{3.6}$$

- Shara 1981 b

$$M_B^{max} = -10.1^m + 1.57^m \cdot \log t_3 \tag{3.7}$$

- Cohen 1985

$$M_V^{max} = -9.96^m + 2.31^m \cdot \log(t_2/2) \tag{3.8}$$

Große Unsicherheiten ergeben sich mit dieser Methode, falls das Maximum der Lichtkurve nicht mitgemessen wird. **(2)** 1955 wiesen Buscombe und de Vaucouleurs darauf hin, daß die absoluten Helligkeiten 15 Tage nach dem Maximum M^{15} eines Samples von Novae nahezu konstant sind.

- Cohen 1985

$$M^{15} \simeq -5.6^m \pm 0.14^m \tag{3.9}$$

Theoretische Überlegungen unter Benutzung der $M^{max} - t_n$ Relation führen auf eine leichte t_n–Abhängigkeit von M^{15}:

- Shara 1981 a

$$M_B^{15} = -10.1^m + 1.57^m \cdot \log t_3 + \frac{45^m}{t_3} \tag{3.10}$$

Als Grundlage für die beiden weiteren Methoden dient **(3)** eine ungefähre Gaußform der Leuchtkraftfunktion von Novae (Rosino 1973) bzw. **(4)** eine Korrelation zwischen der mittleren Sichtbarkeitsperiode von Novae (bis zu einem bestimmten m_{Limit}) und der zu m_{Limit} korrespondierenden absoluten Helligkeit (van den Bergh, Pritchet 1986).

3.3 Supernovae (SNe) vom Typ Ia

Der Bezeichnung nach handelt es sich bei einer Supernova (SN) (zumindest in Bezug auf die Helligkeit) um eine besonders stark ausgeprägte Novaerscheinung. Anhand von beobachteten Spektren lassen sich jedoch sowohl beide Phänomene unterscheiden als auch SNe selber noch in charakteristische Unterklassen aufteilen (Abb. 3.3). Neben diesen spektralen Eigenschaften zeigen die einzelnen Klassen auch unterschiedliches Verhalten in ihren Lichtkurven (Abb. 3.4). Hierbei sei angemerkt, daß die Lichtkurven von SNe Ib nach 40 Tagen etwa um einen Faktor 2/3 flacher verlaufen als die von SNe Ia (Kirshner 1990) und daß die Klassen Ib, Ic und II–L trotz einer potentiellen Eignung als Entfernungsindikatoren den Nachteil aufweisen, sehr viel weniger leuchtkräftig als SNe vom Typ Ia zu sein.

SNe treten mit einer Rate von ca. 1–3 Ereignissen pro Jahr und Galaxie auf, wobei Typ II jedoch nicht in elliptischen Galaxien beobachtet wird. Daraus folgert man, daß der Vorgängerstern einer SN II ein massereicher Riese war, während eine SN Ia aus der Explosion eines WD, der durch Massenakkretion die Chandrasekhar–Grenzmasse überschritten hat, resultiert. Anhand von beobachteten Lichtkurven schlossen bereits 1980 Weaver und Woosley, daß die späte Phase aller SNe (der flachere Abfall der Lichtkurven in Abb. 3.4) energetisch durch radioaktive β^+–Zerfälle und Elektroneneinfangreaktionen innerhalb der Eisengruppe (^{56}Ni, ^{56}Co, ^{56}Fe) bestimmt ist, so daß auch die maximale absolute Helligkeit M^{max} mit der Gesamtmasse $M_{^{56}Ni}$ an produziertem ^{56}Ni korreliert ist (Arnett 1982).

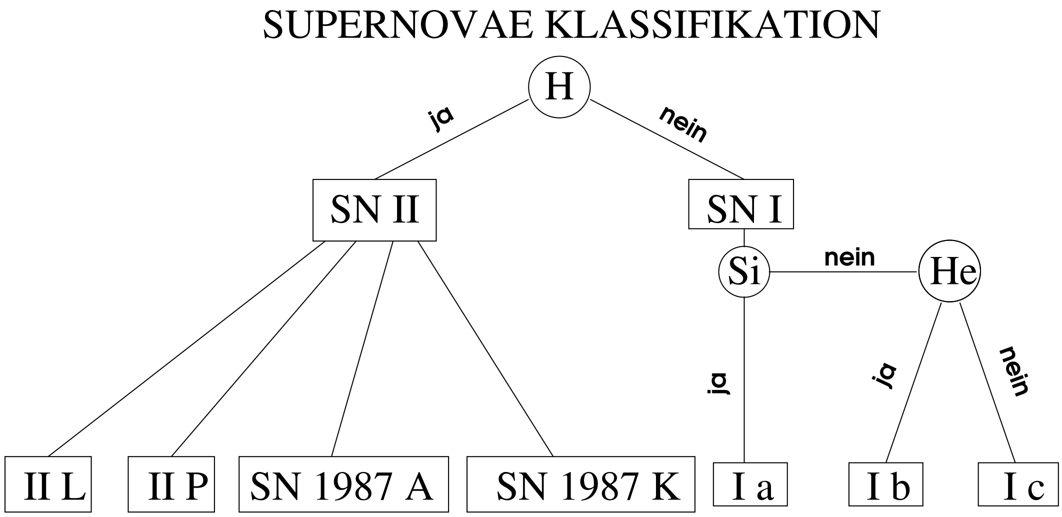


Abbildung 3.3: Das grundlegende Klassifikationsschema bzgl. des Spektrums im Maximum der Lichtkurve für Supernovae (nach Harkness, Wheeler 1990). Erläuterungen: H, Si, He bedeuten Wasserstoff, Silizium, Helium, P = die abfallende Lichtkurve weist ein Plateau auf, L = die Lichtkurve fällt nach dem Peak nahezu linear ab, $SN1987A$ = aufgrund ihres sehr blauen und kompakten Vorgängersterns zeigte diese SN große Abweichungen in der Lichtkurve von den beiden anderen Typen, $SN1987K$ = zeigt sich als Übergangsereignis (Wheeler, Harkness 1990).

Abschätzungen von $M_{^{56}Ni}$ liegen etwa im Bereich von $0.4 - 1.4 M_\odot$, was zu $-20.4^m \leq M_B^{max} \leq -19.1^m$ führt (Arnett et al. 1985). Beobachtungen von SNe legten jedoch den Schluß nahe, daß die intrinsische Streuung nur etwa zwischen 0.3^m und 0.7^m liegen könnte (Jac92 und Referenzen darin) und Branch erhielt 1992 aus theoretischen Modellrechnungen $M_{^{56}Ni} = 0.6^{+0.2}_{-0.1} M_\odot$ und $M_B^{max} = -19.44^m \pm 0.35^m$. Aus einem Sample von 7 SNe Ia mit $4 < \log cz < 4.5$ finden Hamuy et al. (1995)

$$\langle M_B^{max} \rangle = -(18.32^m \pm 0.24^m) + 5^m \cdot \log \frac{h_0}{0.85} \tag{3.11}$$

so daß auf der Grundlage der Modellrechnungen die Bestimmung von H_0 ermöglicht wird.

In der Praxis stellen sich jedoch mehrere Probleme ein. Aufgrund immer noch vorhandener Mängel im theoretischen Verständnis des Supernovaphänomens wird M_B^{max} i. a. nicht den Modellrechnungen entnommen, sondern anhand anderer Entfernungsindikatoren kalibriert. Große Schwierigkeiten bereitet hierbei die angemessene Berücksichtigung von Extinktionseffekten. Des weiteren zeigt sich, daß die Streuungen in den Hubble–Diagrammen von SNe Ia erheblich verringert werden, wenn die Daten bezüglich einer Relation der Form

$$M_B^{max} = 5^m \cdot \log(100 h_0) + (1.624 \pm 0.582) \cdot [\Delta m_{15}(B) - 1.1^m] - (28.296^m \pm 0.08^m) \tag{3.12}$$

korrigiert werden (Hamuy et al. 1995), wobei $\Delta m_{15}(B)$ dem Lichtkurvenabfall im B–Band in *mag* innerhalb der ersten 15 Tage nach dem Maximum entspricht. Eine Nichtberücksichtigung dieses Effektes kann eine Unterschätzung des Hubble–Parameters um ca. 15% zur Folge haben und führt zu einem Bias–Effekt, da M_B^{max} mit kleiner werdendem $\Delta m_{15}(B)$ wächst und somit in High–Redshift–Surveys bevorzugt SNe mit flach abfallender Lichtkurve beobachtet werden (Branch 1982). Nach Phillips (1993) nimmt die durch Δm_{15} bedingte Korrektur jedoch beim Übergang vom B–Band zu längeren Wellenlängen hin ab. Eine Unsicherheit anderer Art ergab sich aus der Untersuchung von van den Bergh und Pazder (1992) von 31 SNe Ia, in der sie eine Hubbletyp–Abhängigkeit von M_B^{max} mit einem Unterschied von $1.1^m \pm 0.4^m$ zwischen Frühtyp und Spättyp–Galaxien fanden. Diese muß jedoch nicht unbedingt additiv wirken, da sie in der Δm_{15}–Korrektur bereits implizit enthalten sein könnte.

Immer wieder findet man SNe, die nach Abb. 3.3 dem Typ Ia angehören, aber abweichend vom Standardbild Pekuliaritäten in M_B^{max} oder im Spektrum aufweisen (SN 1971I, 1986G, 1991bg (Branch, Miller 1993), 1980I, 1991T (Branch, Tammann 1992)). Die Unsicherheit ihrer Entdeckung stellt eine weitere, schwer abschätzbare Fehlerquelle dar.

3.4 PNLF: Die Leuchtkraftfunktion planetarischer Nebel

Eine weitere Klasse sehr heller Objekte mit absoluten Helligkeiten bis zu -4.5^m stellen die Planetarischen Nebel (PN), d. h., die nach dem Roten–Riesen Stadium abgestoßenen äußeren Hüllen etwa sonnenmassenschwerer Sterne, dar. Es handelt sich dabei um eine Gasschale[6] mit Dichten zwischen 1 und 10^3 cm^{-3}, die mit etwa 25 km/s expandiert und durch einen 25000-300000 K heißen Stern ionisiert wird (Peimbert 1990). Die hierdurch

[6] In der Literatur wird manchmal auch der Zentralstern mit zum PN gezählt.

Abbildung 3.4: Vergleich dreier typischer Lichtkurven einer SN I, SN II–P und einer SN II–L nach Doggett und Branch 1985 (aus Kirshner 1990, Abb. 3.4).

bedingte Möglichkeit, einen PN durch Interferenzfilter zu beobachten, erleichtert zum einen seine Identifizierung (Differenz–Bild Methode (Jac92)) und verringert zum anderen die Verschmutzung des Spektrums durch Kontinuumsstrahlung. Weitere Vorteile liegen in seinem Auftreten sowohl in Galaxien jeden Hubble–Typs als auch in relativ staubfreien Gebieten, in der Notwendigkeit nur einer einmaligen Beobachtung (im Gegensatz zu Cepheiden, SNe, ...) und in seiner großen Häufigkeit von mehreren hundert PNe in großen Galaxien.

Im Gegensatz zu SNe Ia stellen PNe definitiv keine Standardkerzen dar. Beobachtungen lassen jedoch auf eine Universalität der Leuchtkraftfunktion der Form

$$N(m) \propto e^{0.307 \cdot m} \cdot \left(1 - e^{3(m^* - m)}\right) \tag{3.13}$$

schließen, wobei m^* einen Cut off–Parameter darstellt (die korrespondierende absolute Helligkeit liegt bei etwa $M^* = -4.54^m$ (Ciardullo et al. 1993)) und m mit dem Fluß F_{5007} der OIII Linie bei $\lambda = 500.7\ nm$ über $m = -2.5^m \cdot \log F_{5007} - 13.74^m$ zusammenhängt (Ciardullo et al. 1989). Erklären läßt sich der Verlauf von $N(m)$ mit einem scharfen Abfall der Zentralstern–Massenfunktion oberhalb von etwa 0.65 $M_\odot$ (Jacoby 1989), wobei Beobachtungen diesen Cut off etwas niedriger bei 0.58–0.61 $M_\odot$ ansetzen (Heap, Augensen 1987). Weitere Eigenschaften der Leuchtkraftfunktion ergeben sich **(1)** aus ihrer nahezu vollständigen Unempfindlichkeit gegenüber Einflüssen des Farbindexes, der Metallizität und des Hubble–Types der Muttergalaxie (Jac92), **(2)** aus ihrer Forminvarianz für Galaxien verschiedener Größen und **(3)** aus ihrem steilen Anstieg zwischen m^* und $m^* + 0.8^m$ (Jacoby 1989). Hieraus folgt, daß mit der Methode der PNLF relativ zuverlässige Distanzen bereits mit einem Sample ermittelt werden können, welches nur PNe mit weniger als ca. einer Magnitude Unterschied zu m^* umfaßt (Jac92).

Als Nachteile dieser Methode erweisen sich die Notwendigkeit der Beobachtung mehrerer PNe zur Bestimmung von $N(m)$, eine mögliche Verwechslung PNe mit HII–Regionen (vor allem in Spättyp–Galaxien), die ein hohes OIII–Hα Flußverhältnis aufweisen und daß PNe nur sekundäre Entfernungsindikatoren sind (Jacoby 1989).

3.5 Der Sunyaev–Zel'dovich (SZ) Effekt

Es handelt sich hierbei kurz gesagt um folgenden Mechanismus: '*... the transfer of soft photons ... into short wave regions...*' (Sunyaev, Zel'dovich 1972). Liegt in einem Galaxienhaufen ein (genügend großer) Anteil der Materie als relativistisches Elektronengas vor, charakterisiert durch Temperatur T_e und Teilchenanzahldichte N_e, so wird dieses mit der Hintergrundstrahlung über inverse Compton–Streuung in Wechselwirkung treten. Dieses führt netto zu einer Erhöhung der Strahlungsenergie, allerdings unter Erhaltung der Photonenzahl, was nur durch eine Verringerung der Strahlungstemperatur im Rayleigh–Jeans Bereich um ΔT_r möglich ist:

$$\frac{\Delta T_r}{T_r}(\theta) = -2 \cdot \xi(x) \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{kT_e}{m_e c^2} \sigma_T N_e dl \tag{3.14}$$

(Kobayashi et al. 1996) mit θ = Winkel, gemessen vom Clusterzentrum aus, σ_T = Thomson–Streuquerschnitt, m_e = Elektronenmasse, $T_r = 2.736\ K$ Hintergrundstrahlungstemperatur und $\xi(x)$ = von der beobachteten Radiofrequenz ν abhängiger Faktor < 1, der für $\nu > kT_r/h$ sehr schnell gegen Null geht. Über ein geeignetes Modell für die Verteilung der Elektronen[7] kommt schließlich der Winkeldurchmesserabstand D_δ ins Spiel. Eine zweite mögliche Beobachtungsgröße stellt die Röntgen–Oberflächenhelligkeit $S_X(\theta)$ des Galaxienhaufens dar. Während sich nun β und θ_c aus Beobachtungen erschließen lassen, läßt sich N_{e0} wegen $\Delta T_r/T_r(0) \propto N_{e0} D_\delta$ und $S_X(0) \propto N_{e0}^2 D_\delta$ aus diesen beiden Relationen eliminieren und ein Ausdruck für D_δ herleiten. Da andererseits D_δ nach (2.8), (2.10) und der ersten Friedmann–Gleichung (A.2) zur Zeit t_0 ebenfalls eine Funktion der kosmologischen Parameter Ω_0 und λ_0 ist, ergibt sich so die Möglichkeit, Aussagen über die Wertebereiche sowohl von H_0 als auch von Ω_0 und λ_0 zu treffen. Ein weiterer Vorteil des Sunyeav–Zel'dovich Effektes ist seine Unabhängigkeit von anderen Kalibratoren.

Dagegen treten große systematische Fehler beim Vergleich der Beobachtungen mit der Theorie auf, da letztere auf vielen vereinfachenden Annahmen beruht. Hierbei handelt es sich z. B. um **(1)** die Vernachlässigung der inneren Dynamik der Galaxienhaufen, **(2)** die Annahme einer unendlichen Ausdehnung sowie **(3)** die sphärische und **(4)** isotherme Elektronengasverteilung innerhalb des Clusters. Inagaki et al. (1995) haben die Auswirkungen untersucht, die die Aufgabe obiger Annahmen auf Werte von H_0 haben könnte, da '*the values of the Hubble constant estimated based on the Sunyaev–Zel'dovich effect seem to be systematically lower than those obtained by optical observations.*' Ihre Simulationen ergaben, daß Punkt **(4)** den größten Fehler beinhaltet und zu einer Unterschätzung des Hubble–Parameters um $\sim 25\%$ führen kann. Des weiteren könnte eine ebenso große Unterschätzung durch Pekuliargeschwindigkeiten der Haufenmitglieder verursacht werden, sollten diese im Bereich von 1000 km/s liegen.

[7] Üblich ist hier die Annahme des sogenannten 'sphärisch–symmetrischen, isothermen β–Modells':

$$N_e(r) = N_{e0} \cdot \left(1 + \frac{r^2}{D_\delta^2 \theta_c^2}\right)^{-3\beta/2} \tag{3.15}$$

(Sarazin 1988, Seite 168) mit den drei freien Parametern N_{e0}, β und θ_c.

3.6 EPM: Eine Modifizierung der Baade–Wesselink Methode

In Abbildung 3.2 haben wir qualitativ erkennen können, wie sich bestimmte physikalische Parameter von Pulsationsveränderlichen mit der Zeit ändern. Integriert man die aus spektroskopischen Beobachtungen abgeleitete Radialgeschwindigkeitskurve bezüglich der Zeit über die einzelnen Perioden, so erhält man die Abweichung des Sternradius R vom Mittel $\bar{R}$.[8] Betrachtet man den Stern näherungsweise als Schwarzkörper, so lassen sich über die Messung des Farbindexes und der bolometrischen Helligkeit seine Temperatur und die relative Winkeldurchmesserabweichung vom Mittel als Funktion der Zeit bestimmen. Mit diesen Größen läßt sich nun der wahre Durchmesser und schließlich die Entfernung des Pulsationveränderlichen berechnen. Diese Methode wurde 1926 von Baade vorgeschlagen und 1946 von Wesselink modifiziert.

1974 wurde diese Methode in etwas veränderter Form erstmals von Kirshner und Kwan auf die Bestimmung von Distanzen zu extragalaktischen SNe II angewendet. Der wesentliche Unterschied besteht offensichtlich darin, kein pulsierendes Objekt sondern ein einmalig expandierendes zu betrachten. Hieraus resultiert der Name dieses Verfahrens: <u>E</u>xpanding <u>P</u>hotosphere <u>M</u>ethod (EPM). Für $z \ll 1$ gilt:

$$\delta = \frac{R}{D} = \sqrt{\frac{F_\nu}{\zeta^2 \pi B_\nu(T)}} \tag{3.16}$$

mit D = Entfernung (beachte: $D_\delta = D_L$ für $z \ll 1$), F_ν = spektrale Flußdichte, $B_\nu(T)$ = Planckfunktion und ζ^2 = Korrekturfaktor zur Berücksichtigung von Abweichungen von der Schwarzkörperstrahlung (Schmidt et al. 1992). Weiterhin läßt sich der Verlauf von R in guter Näherung durch die Expansionsgeschwindigkeit der Photosphäre wie folgt darstellen

$$R(t) = v(t - t_0) + R_0 \tag{3.17}$$

R_0 ist der Radius des SN–Vorgängersterns zum Zeitpunkt t_0 des Ausbruchs, welcher gewöhnlich für $t > 1d$ vernachlässigt werden kann.

$$\Rightarrow \qquad D = \frac{v}{\delta}(t - t_0) \tag{3.18}$$

v läßt sich nach der Baade–Wesselink Methode ermitteln, so daß δ und t_0 die noch zu bestimmenden Variablen darstellen. Während sich t_0 durch mehrmalige Messungen zu entsprechend weit auseinanderliegenden Zeitpunkten aus obiger Gleichung eliminieren läßt, gehen in die Bestimmung von δ die Unsicherheiten der Unkenntnis von F_ν und ζ^2 ein. Hat man diese jedoch durch Modelle befriedigend an die beobachteten Daten angepaßt, erhält man mit der EPM die Möglichkeit, Entfernungen bis jenseits des Coma–Haufens zu bestimmen,[9] die völlig unabhängig von anderen Methoden sind und nicht auf einer universellen Eigenschaft (außer einer expandierenden Photosphäre) oder Relation verschiedener Eigenschaften der beobachteten Objekte basiert.

Hauptfehlerquellen dieses Verfahrens liegen in der interstellaren Rötung und Extinktion, der Bestimmung von ζ^2 und F_ν sowie einer möglichen asymmetrischen Expansion der SN–Photosphäre.

[8] R wird in diesem Abschnitt ausschließlich zur Bezeichnung des Sternradius benutzt und ist somit <u>nicht</u> mit dem Skalenfaktor zu verwechseln.

[9] Hier muß natürlich die Bedingung $z \ll 1$ fallengelassen werden.

3.7 Kugelsternhaufen (GCs) als Entfernungsindikatoren

Kugelsternhaufen (GCs), die sichtbaren Hauptbestandteile der Galaxienhalos, stellen eine weitere Klasse recht leuchtstarker Objekte dar, welche in riesigen elliptischen Galaxien immerhin visuelle Helligkeiten bis zu $M_V = -11^m$ erreichen. Sie liegen damit hinter SNe und Galaxien an dritter Stelle aller kosmologischen Objekte.

Bereits 1932 untersuchte Hubble das GCs–System von M31 und auch in einigen anderen Galaxien waren damals schon ähnliche Objekte bekannt. Entsprechende Arbeiten bis in die 70er Jahre, die auf dem Vergleich des galaktischen GCs–Systems mit dem anderer Galaxien basierten, um so die Entfernung ermitteln zu können, vertrauten auf die Universalität der absoluten Helligkeiten der hellsten GCs einer Galaxie (de Vaucouleurs 1970; Hodge 1974). Diese Voraussetzung ist jedoch nur schwach erfüllt, da einzelne GC eine intrinsische Streuung von ca. 1.4^m aufweisen (Whitmore 1996), so daß ihre Verwendung als Standardkerzen nicht in Frage kommt. Untersuchungen ganzer GCs–Systeme von elliptischen Galaxien, welche bis zu mehrere tausend Einzelobjekte umfassen können, wiesen jedoch auf eine andere universelle Eigenschaft hin: Ihre Leuchtkraftfunktionen (GCLF) lassen sich näherungsweise (Jac92: '*excellent*') durch Gauß–Verteilungen mit Mittelwert m^0 und Streuung σ anpassen:

$$N_G(m) \propto e^{-(m-m^0)^2/2\sigma^2} \tag{3.19}$$

Neben der gewöhnlichen Gauß–Verteilung wird heute die Anpassung von m^0 und σ auch über die Student's t_5–Verteilungsfunktion durchgeführt

$$N_t(m) \propto (1 + (m - m^0)^2/5\sigma_t^2)^{-3} \tag{3.20}$$

mit $\sigma_t \approx 0.78\sigma$ (Forbes 1996, Kohle et al. 1996). Durch Eichung dieser Funktionen anhand von GCs–Systemen bekannter Entfernung erwies sich M^0 als in erster Näherung konstant, so daß aus Bestimmung von m^0 für ein beliebiges GCs–System einer Galaxie auf ihr Entfernungsmodul $\mu_0 = m^0 - M^0$ geschlossen werden kann.

M_V^0 und σ liegen etwa im Bereich von $-7.7^m \pm 0.2^m; 0.89^m$ (Sandage, Tammann 1995) bis $-7.21^m \pm 0.26^m; 1.35^m \pm 0.05^m$ (Whitmore 1996).

Die Methode der Bestimmung der GCLF verbindet viele Vorteile, die uns schon weiter vorne in diesem Kapitel begegnet sind. Die große Helligkeit der GCs sollte ihre Entdeckung selbst im Coma–Haufen gewährleisten. Zur Bestimmung der GCLF sind einzelne Aufnahmen des GCs–Systems ausreichend. GCs treten, im Gegensatz z. B. zu Cepheiden, sowohl in elliptischen als auch Spiralgalaxien auf, die genausten Bestimmungen der GCLF ermöglichen jedoch nur die elliptischen Galaxien. Da die GCs (fast ausschließlich) im Halo zu finden sind, unterliegen sie kaum einer internen Rötung durch die Galaxien und bedürfen keiner Inklinationskorrekturen.

Als korrekturbedürftige Unsicherheiten erweisen sich hier jedoch: Die GCLF zeigt schwache Abhängigkeiten von der Luminosität, Farbe, Umgebung sowie dem Typ der Galaxie (Whitmore 1996), des weiteren verhindert die Nichtexistenz theoretischer Modelle die Abschätzung der Auswirkungen dynamischer Evolutionseffekte des GCs–Systems auf die GCLF. In diesem Zusammenhang wurde von Gnedin (1997) gezeigt, daß die innere Population der Kugelsternhaufen von M31, M87 und unserer Milchstraße sowohl im Mittel um ca. $0.5^m - 0.8^m$ heller als die äußere Population ist, als auch, daß erstere eine geringere

Streuung in ihrer Leuchtkraftfunktion aufweist. Therefore *the globular luminosity function cannot be used as a standard candle without corrections for dynamical evolution* (Gnedin 1997).

Ebenfalls zu beachten ist die Abhängigkeit der GCLF–Eichung von der RR Lyrae–Skala und somit auch von deren Unsicherheiten (siehe 3.1) sowie die Bestimmung von Entfernungen zu elliptischen Galaxien z. B. im Virgo oder Fornax–Haufen mittels GCLF, die anhand von Spiralgalaxien (M31 oder die Milchstraße) geeicht werden. Es sind zwar Entfernungen zu Virgo–Spiralgalaxien mittels Cepheiden bestimmt worden (siehe Kapitel 4), die extreme räumliche Ausdehnung des Virgo–Haufens von ungefähr 18 Mpc entlang unserer Sichtlinie mit einem eventuell vorhandenen Kern in 14–18 Mpc Entfernung (Yasuda et al. 1997), in dem sich bevorzugt elliptische Galaxien finden lassen, erschwert jedoch die Korrelation zwischen diesen Spiralgalaxien und den für die GCLF–Methode bevorzugt benutzten elliptischen Galaxien erheblich.

3.8 Gravitationslinsen und ihre kosmologische Bedeutung

Bereits im 18. Jahrhundert wurde auf der Basis der Korpuskulartheorie Newton's der Einfluß der Gravitation auf Licht diskutiert. So wurde um 1784 von Henry Cavendish der Ablenkwinkel $\tilde{\alpha}$ eines Lichtstrahls, der im Abstand ξ an einem Punktobjekt der Masse M vorbeiläuft, zu

$$\tilde{\alpha} = \frac{2GM}{c^2\xi} \tag{3.21}$$

berechnet (zitiert in Schneider, Ehlers, Falco 1992, Seite 1). Das korrekte Resultat α, vorhergesagt durch die ART und glänzend im Experiment bestätigt (z. B. Lebach et al. 1995), beträgt

$$\alpha = \frac{4GM}{c^2\xi} = 2\tilde{\alpha} \tag{3.22}$$

und wird Einstein–Winkel genannt.

Für den idealisierten Fall eines Schwarzschild–Objektes, d. h. sphärische Symmetrie, der Masse M sowie $\xi \gg R_S = 2GM/c^2$ und $\alpha \ll 1$ erhält man aus Abbildung 3.5 leicht die Linsengleichung

$$\begin{aligned} \beta D_S &= \frac{D_S}{D_L}\xi - \frac{2R_S}{\xi} D_{LS} \\ &= \frac{D_S}{D_L}\xi - D_{LS}\alpha(\xi) \end{aligned} \tag{3.23}$$

wobei die D's die in Abbildung 3.5 eingezeichneten Winkeldurchmesserdistanzen bezeichnen. Sie lassen sich für homogen–isotrope Friedmann–Lemaître Weltmodelle aus den Gleichungen (2.8) bis (2.10) als Funktionen der Rotverschiebungen z_S, z_L bestimmen.

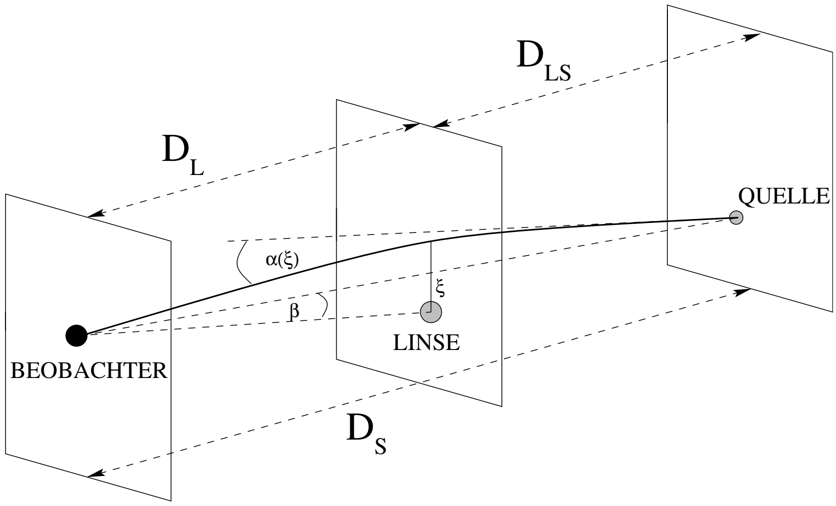


Abbildung 3.5: Erklärung der benutzten Notation zur Beschreibung der Linsen–Geometrie. Aufgrund ihrer spärischen Symmetrie liegen für die Schwarzschild–Linse alle Größen in einer Ebene.

In der Verallgemeinerung der skalaren Linsengleichung (3.23) werden β, ξ und α zu Vektoren und man erhält mit der Ersetzung $\vec{\theta} := \vec{\xi}/D_L$:

$$\vec{\beta} = \vec{\theta} - \frac{D_{LS}}{D_S} \cdot \vec{\alpha}(D_L\vec{\theta}) \tag{3.24}$$

Dieses ist die entscheidende Gleichung der Gravitationslinsentheorie: Sie bestimmt Anzahl und Lokalität der Abbildungen der Quelle S und über $\mu = \left| det \frac{\partial \vec{\beta}}{\partial \vec{\theta}} \right|^{-1}$ auch die Verstärkung des Strahlungsflusses der Bilder gegenüber der Quelle.

Das große Problem stellt die Bestimmung von $\vec{\alpha}(\vec{\xi})$ dar, da anhand von Beobachtungen häufig nur die Verteilung der Bilder bekannt ist, die Gestalt der Linse i. a. jedoch nicht oder nur unzureichend. Für Linsen, die nur eine vernachlässigbare Ausdehnung in Richtung des Lichtstrahls haben, läßt sich der Ablenkwinkel als kontinuierliche Überlagerung von Einstein–Winkeln darstellen

$$\vec{\alpha}(\vec{\xi}) = \frac{4G}{c^2} \int\limits_{\Re^2} \frac{(\vec{\xi} - \vec{\xi}')\Sigma(\vec{\xi})}{|\vec{\xi} - \vec{\xi}'|^2} d^2\xi' \tag{3.25}$$

wenn die Massenflächendichte $\Sigma(\vec{\xi})$ bekannt ist. Offensichtlich stellt $\vec{\alpha}(\vec{\xi})$ in der obigen Form den Gradienten eines Potentials $\Psi(\vec{\xi})$ mit

$$\Psi(\vec{\xi}) = \frac{4G}{c^2} \int\limits_{\Re^2} d^2\xi' \Sigma(\vec{\xi}) \ln |\vec{\xi} - \vec{\xi}'| \tag{3.26}$$

dar.

Wir formen nun (3.24) mit den Ersetzungen $\vec{x} = \vec{\xi}/\xi_0, \vec{y} = \vec{\beta} D_L/\xi_0$ und $\vec{\alpha}(\vec{x}) = \vec{\alpha}(\xi_0\vec{x}) D_L D_{LS}/D_S\xi_0$ mit einer beliebigen Skalierung ξ_0 um zu

$$\vec{y} = \vec{x} - \vec{\alpha}(\vec{x}) \tag{3.27}$$

Aus dieser Relation in Verbindung mit (3.26) läßt sich die Linsengleichung schreiben als

$$\begin{aligned} \nabla_{\vec{x}}\phi &= 0 \\ \phi(\vec{x},\vec{y}) &= \frac{1}{2}(\vec{x}-\vec{y})^2 - \Psi(\vec{x}) \end{aligned} \tag{3.28}$$

Wesentlich ist, daß es uns gelungen ist, die Linsengleichung rein durch dimensionslose Größen auszudrücken. Mit den bisher eingeführten Meßgrößen $\vec{\xi}$ bzw. $\vec{x}$ und μ alleine ist es also nicht möglich, H_0 zu bestimmen. Wir erhalten jedoch aus dem Zeitunterschied Δt, den zwei Lichtstrahlen erfahren, die auf unterschiedlichen Wegen von einer Quelle zu uns laufen, eine neue, dimensionsbehaftete Meßgröße. Diese Zeitdifferenz resultiert zum einen aus dem Unterschied der beiden geometrischen Wege und zum anderen aus dem Shapiro–Effekt. Mit dem oben definierten Potential ϕ ergibt sich Δt zu

$$c\Delta t = (1+z_L)\frac{D_L D_S}{D_{LS}}\phi(\vec{x},\vec{y}) \tag{3.29}$$

(Keeton, Kochanek 1997) und somit proportional zu H_0^{-1}. Angewendet auf kosmologische Gravitationslinsen bedeutet dies, daß man die Spektren zweier Bilder einer Quelle nach identischen Signalen absucht, um deren Gangunterschied festzustellen. Die Bestimmung von H_0 mittels Δt wurde bereits 1964 (a, b) von Refsdal untersucht.

Liefern uns nun zum Beispiel die Beobachtungen einer Gravitationslinse ein N–faches Bild einer weit entfernten Quelle, so erhalten wir, da $\vec{y}$ unbekannt ist, $2(N-1)$ unabhängige Observable über Relationen der Form

$$\vec{x}_i - \vec{\alpha}(\vec{x}_i) = \vec{x}_j - \vec{\alpha}(\vec{x}_j) \qquad i,j = 1,...,N \tag{3.30}$$

(beachte: $\vec{x}, \vec{y}$ und $\vec{\alpha}$ sind 2–dimensionale Vektoren). Weitere $(N-1)$ Nebenbedingungen lassen sich aus den Messungen der Zeitdifferenzen Δt_{ij} und zusätzlich $(N-1)$ aus den Verhältnissen μ_i/μ_j bestimmen. Liegen also keine Beobachtungen über das linsende Objekt vor, so haben wir insgesamt die Möglichkeit, die Flächenmassendichte $\Sigma(\vec{x})$ über $4(N-1)$ Parameter zu beschreiben. Die einfachsten Modelle stellen natürlich sphärisch symmetrische Linsen dar, wie z. B. die bereits oben erwähnte Schwarzschild–Linse oder das singuläre isotherme Sphärenmodell $\Sigma(\xi) = \frac{\sigma_v^2}{2G}\xi^{-1}$, wobei σ_v der Sichtlinien–Geschwindigkeitsdispersion entspricht und $\xi = |\vec{\xi}|$ gilt.

Als konkretere Modelle seien hier einmal der Doppel–Quasar 0957+561 A, B sowie das Vierfachbild des Quasars PG 1115+080 genannt. Grogin und Narayan (1996) führen für ersteren ein sogenanntes 'Softened Power–Law Sphere' (SPLS) Modell der Form

$$\Sigma(\xi) = \Sigma_0(\eta)\left(1+\frac{\xi^2}{r_c^2}\right)^{(\eta-2)/2} \tag{3.31}$$

ein, mit den freien Parametern Σ_0, r_c und η. Um den Einfluß des Galaxienhaufens, in den die Gravitationslinse eingebettet ist, zu berücksichtigen, wird ihr Modell um zwei Parameter, die Scherung γ und den Positionswinkel φ des Quasars in Bezug auf ein Koordinatenkreuz in der Linsenebene, erweitert. Mit Hilfe dieser Modellierung läßt sich schließlich die Größe $\Delta t\ H_0\ (1-\kappa)^{-1}$ berechnen, wobei der Faktor $(1-\kappa)$ aus einer Skaleninvarianz aller dimensionslosen Variablen unter $\vec{\alpha}(\vec{\theta}) \rightarrow (1-\kappa)\cdot\vec{\alpha}(\vec{\theta}) + \kappa\vec{\theta}$ resultiert (Falco et al. 1985).

Wie Falco et al. (1991) jedoch gezeigt haben, läßt sich κ aus Messungen der Geschwindigkeitsdispersion σ_v der Linsengalaxie bestimmen, so daß man schließlich einen Ausdruck der Form

$$H_0 = 60.5^{+6.4}_{-4.1} \cdot \left(\frac{\sigma_v}{322km/s}\right)^2 \cdot \left(\frac{1.5yr}{\Delta t_{AB}}\right) \cdot \frac{km}{sMpc} \tag{3.32}$$

erhält (Grogin, Narayan 1996).

Für die vier Bilder A, B, C und D der Gravitationslinse PG 1115+080 wurden 1997 von Schechter et al. zwei Messungen für Δt_{BC} und Δt_{AC} angegeben. Nachdem bereits 1981 dieses System analysiert wurde (Young et al. 1981), beinhaltet eine der neuesten Untersuchungen durch Keeton und Kochanek (1997) eine Erweiterung der ellipsenförmigen Massenflächendichte unter Berücksichtigung einer durch die Linsenumgebung hervorgerufenen Scherung γ. Dabei wird die Einzellinse mit

$$\Sigma(m^2) = \frac{exp(-k(m/r_e)^{1/4})}{\int_0^\infty dv\ v\ exp(-kv^{1/4})} \tag{3.33}$$

$$m^2 = \xi^2[1 + \epsilon\ cos2(\theta - \theta_c)] \tag{3.34}$$

bzw. ebenfalls einem SPLS modelliert. Die weitere Auswertung bis zur Bestimmung von H_0 verläuft ähnlich dem oberen Beispiel.

Der große Vorteil in der Verwendung von Gravitationslinsen zur Bestimmung von H_0 liegt offensichtlich in der Unabhängigkeit einer Eichung durch andere Entfernungsindikatoren. Dafür treten allerdings neben der Modellierung der Linse Probleme bei der Berücksichtigung der großskaligen Struktur als auch der globalen Geometrie des Universums auf, welche auf die Bestimmung der Winkeldurchmesserdistanzen, der Verstärkungsfaktoren sowie der Ablenkwinkel Einfluß haben.

3.9 Tully–Fisher (TF) und verwandte Relationen

In diesem Abschnitt werden vier ähnliche Methoden zur Entfernungsbestimmung vorgestellt. Dabei handelt es sich um zwei von Tully und Fisher (1977; TF) genauer analysierte Verfahren, einer auf der 1976 von Faber und Jackson (FJ) gemachten Entdeckung einer Abhängigkeit zwischen Leuchtkraft L und Geschwindigkeitsdispersion σ von elliptischen Galaxien und der $D_n - \sigma$ Methode, eine Erweiterung der Faber–Jackson Relation, die 1987 von Dressler et al. systematisch erarbeitet wurde.

Die vier Methoden basieren jeweils auf Relationen zwischen einer, das interne Geschwindigkeitsfeld der Galaxie beschreibenden, Observablen und einer weiteren, photometrisch zugänglichen, Größe. Mit den Bezeichnungen Δv = Linienbreite einer Spiralgalaxie (im wesentlichen ein Maß für die maximale Rotationsgeschwindigkeit v_R der Galaxie; siehe Kapitel 4.3.2 und B.2), d = Durchmesser der Galaxie, L = Leuchtkraft der Galaxie, σ = Geschwindigkeitsdispersion einer elliptischen Galaxie oder eines Spiralgalaxienbulges (Dressler 1987) handelt es sich bei den Relationen um Beziehungen der Art

- Helligkeits–Linienbreite Tully–Fisher Relation (TF I)

$$\log L \propto M = \alpha \cdot \log v_R + \beta \tag{3.35}$$

- Durchmesser–Linienbreite Tully–Fisher Relation (TF II)

$$\log d = \gamma \cdot \log v_R + \delta \tag{3.36}$$

- Faber–Jackson Relation

$$L \propto \sigma^4 \tag{3.37}$$

- Erweiterte FJ–Relation

$$L = L(\sigma, \Sigma_e) \tag{3.38}$$

wobei Σ_e für die integrierte Oberflächenhelligkeit innerhalb des Halb–Licht–Durchmessers A_e steht.

Die von TF veröffentlichte Analyse der HI–Daten von Spiralgalaxien, deren Ziel die Bestimmung des Entfernungsmoduls μ_0 des Virgo und des Ursa Major Haufens war, war zwar im Grunde nicht neu (z. B. Rogstad, Shostak 1972; Balkowski et al. 1974; Shostak 1975), wurde von ihnen aber erstmals unter dem Gesichtspunkt eines '*...valuable tool for the measurement of extragalactic distances*' betrachtet. Die beiden benutzten Korrelationen TF I und TF II lassen sich mittels Einfachheitsannahmen relativ leicht veranschaulichen. So wird man für erstere über das Virialtheorem (siehe Kapitel 4.2) sowie die Konstanz von Oberflächenhelligkeit L und Masse–Leuchtkraftverhältnis M/L leicht auf die Beziehung $L \propto v_R^4$ geführt, welche für Beobachtungen im H–Band auch näherungsweise erfüllt ist (Pierce, Tully 1992). Auch läßt sich die zweite Relation allein auf der Basis des Virialtheorems verstehen (siehe Kapitel 4.2). Eine exakte theoretische Herleitung der TF–Relationen steht bisher allerdings immer noch aus (für verbesserte Modelle siehe jedoch z. B. Aaronson et al. 1979; Schechter 1980; Theureau et al. 1997), da dieses wahrscheinlich einer Theorie der Galaxienentstehung bedarf (Gunn 1988; Jac92).

Mit der Ersetzung Rotationsgeschwindigkeit $v_R \rightarrow$ Geschwindigkeitsdispersion σ erhalten wir unmittelbar die FJ–Relation, wobei jedoch durch gesteigerte Meßgenauigkeiten Evidenzen für die Existenz eines weiteren Parameters in der FJ–Relation (3.37) auftauchten (Terlevich et el. 1981). Die Analyse der Eigenschaften elliptischer Galaxien zeigte weiter, daß die in (3.38) angegebene Beziehung im Rahmen der Fehler eine Ebene im dreidimensionalen $(\log L, \log \sigma, \log \Sigma_e)$–Raum ergibt (Djorgovksi, Davis 1987). Es muß also eine Größe x geben, für die näherungsweise $x^\mu \propto \sigma^\nu$ gilt.[10] Bei dieser Größe handelt es sich nach Dressler et al. (1987) um den Durchmesser D_n der Blendenöffnung, innerhalb dessen eine integrierte Oberflächenhelligkeit Σ gemessen wird. Der Vorteil in der Bestimmung von D_n gegenüber der Gesamthelligkeit der Galaxie besteht offensichtlich darin, daß die Aperturen genügend klein gewählt werden können, um Störeinflüsse des Galaxienhintergrundes so gering wie möglich zu halten. Σ wurde in obiger Arbeit zu 20.75 $mag \cdot s^{-2}$ im B–Band angenommen. Die von Dressler et al. (1987) erhaltenen Ergebnisse lauten

$$\begin{aligned}
\log \sigma &= -(0.151 \pm 0.006) \cdot M_B - (0.0981 \pm 0.0084) \cdot \Sigma_e + const. \quad \text{bzw.} \\
L &\propto \sigma^{2.65} \Sigma_e^{-0.65} && (3.39) \\
\log D_n &= 1.333 \cdot \log \sigma - C1 && (3.40)
\end{aligned}$$

wobei sich $C1$ zu 1.237, 1.264 bzw. 1.967 für den Virgo, Fornax bzw. Coma–Haufen ergab.

[10] Dieses entspricht einer linearen Beziehung zwischen $\log x$ und $\log \sigma$.

Kommen wir nun auf einige den Methoden anhaftende Eigenschaften zu sprechen. Im Prinzip läßt sich die TF–Methode auf alle Spiralgalaxien sowohl in Haufen als auch im Feld anwenden, und es sollte mit heutigen technischen Möglichkeiten auch kein Problem sein, in Bereiche mit Fluchtgeschwindigkeiten um 11.000 km/s (Jac92) vorzustoßen. Leider müssen jedoch an die zur Auswertung geeigneten Galaxien gewisse Bedingungen gestellt werden. Aufgrund von Unsicherheiten in dem Gasgehalt sehr früher Spiralgalaxien sollte man sich auf Typen im Bereich Sb bis Irr beschränken (Jac92). Eine weitere Einschränkung dieser Art folgt aus der von Theureau et al. (1997) gefundenen T–Abhängigkeit beider TF–Relationen (T = de Vaucouleurs Galaxien–Klassifizierung; siehe Kapitel 4.1; zur T–Abhängigkeit der TF–Relationen siehe auch z. B. Roberts 1978; Aaronson, Mould 1983; Bottinelli et al. 1984; Pierce, Tully 1988). Für die Helligkeits–Linienbreite Relation sollten nur Galaxien Verwendung finden, die heller als $M_B = -16^m$ sind, da in leuchtschwachen Galaxien die Linienbreite durch Turbulenzen dominiert werden kann (Jac92). Eine Berücksichtigung dieser Effekte wird mittels verschiedener Modelle versucht (Bottinelli et al. 1983; Tully, Fouqué 1985). Wie weiter oben bereits erwähnt, stellen die TF–Relationen eigentlich eine Beziehung zur Rotationsgeschwindigkeit der Galaxien dar, welche aus den Linienbreiten allerdings nur unter Kenntnis der Galaxien–Inklinationen ζ erhalten werden kann. In Kapitel 4.3.2 sind zwei Formeln zur Bestimmung von $\cos\zeta$ angegeben, die auf dem beobachteten Achsenverhältnis der Galaxien und ggf. ihrem Typ T beruhen (Hubble 1926; Holmberg 1958; Heidmann et al. 1972; Fouqué et al. 1990), während photometrische Methoden auf der Anpassung der Isophoten an Ellipsen verschiedener Exzentrizitäten (Pierce, Tully 1988) oder der Spiralstruktur (Danver 1942) basieren. Es muß nun darauf geachtet werden, daß für Galaxien mit kleinen ζ große Unsicherheiten in den Messungen von Δv entstehen können, während für zu große Werte von ζ der Einfluß der Extinktion nicht mehr genau genug abgeschätzt werden kann. Je nach Autor kann es so zu Einschränkungen des ζ–Bereiches um mehr als 50% kommen (siehe Kapitel 4.1 (4)). Wie schon in anderen Abschnitten dieses Kapitels erwähnt, so lassen sich auch hier einige der oben genannten Schwierigkeiten durch Beobachtungen in längerwelligen Bändern abschwächen. So nimmt **(1)** die Extinktion zwischen B und H–Band um ca. 90% ab (Jac92), zeigt **(2)** die Helligkeits–Linienbreite TF–Relation im IR kleinere Streuungen (Pierce, Tully 1988) und verringern sich **(3)** Effekte der T–Abhängigkeit zu längeren Wellenlängen hin (Jac92). Anhand neuerer Versionen der TF–Relationen

$$M_{B_T^0} = -(6.76^m \pm 0.63^m)(\log v_R - 2.5) - (19.14^m \pm 0.11^m) \tag{3.41}$$

und

$$\log v_R = (0.5^m \pm 0.015^m) \cdot \log d + 1.464^m \qquad \text{für } T = 4 \tag{3.42}$$

(Yasuda et al. 1997 bzw. Theureau et al. 1997; (3.42) bezeichnet man ebenso wie eine Abhängigkeit der Form $v_R(M)$ als *inverse* TF–Relation) sei hier noch auf zwei Dinge hingewiesen:

(1) Die TF–Relationen können direkt anhand von Cepheiden kalibriert werden und stellen somit u. a. die leistungsfähigsten kosmologischen Entfernungsindikatoren dar, die uns heutzutage zur Verfügung stehen.

(2) Aufgrund fehlender theoretischer Basis ist nicht sichergestellt, daß die TF–Relationen tatsächlich linear verlaufen müssen. Allerdings ist bis heute die Suche nach einem

weiteren Parameter erfolglos geblieben (Cornell 1989; Biviano et al. 1990; Theureau et al. 1997).

Die $D_n - \sigma$ Methode verhält sich in gewissem Rahmen ähnlich den TF–Relationen. Hauptunterschiede ergeben sich aus ihrer Anwendbarkeit hauptsächlich auf elliptische Galaxien (Reichweite $> 2 \cdot D_{Coma}$, nahezu frei von Staub und damit intrinsischer Extinktion, Cepheiden–Kalibration nur über Spiralgalaxien im selben Haufen möglich). Ebenfalls fehlt hier jedoch eine vollständige theoretische Grundlage (z. B. zur Kalibrierung), sollten an die beobachteten Parameter (Lynden–Bell et al. 1988) ebenso wie an die verwendeten Galaxien (Dressler et al. 1987) Einschränkungen gestellt werden und verringern sich die Unsicherheiten in der Abschätzung der galaktischen Absorption durch Beobachtungen bei längeren Wellenlängen.

3.10 Surface Brightness Fluctuations (SBF)

Die dieser Methode zugrunde liegende Idee läßt sich anhand von Abbildung 3.6 leicht veranschaulichen.

Abbildung 3.6: Zwei schematische Bilder ein und derselben Galaxie, wobei das rechte Bild aus einer doppelt so großen Entfernung aufgenommen sein soll wie das linke. Das eingezeichnete Gitter repräsentiert die verschiedenen Pixel eines CCD. Aus Jac92.

Normalerweise lassen sich in entfernteren Galaxien einzelne Sterne nicht mehr auflösen. Der Einsatz von CCD's gestattet jedoch die Bestimmung des mittleren Flusses $N\bar{f}$ per Pixel und (viel wichtiger) die Varianz des Flusses $N\bar{f}^2$ zwischen verschiedenen Pixeln. Hierbei bedeutet N die durchschnittliche Anzahl von Sternen pro Pixel und $\bar{f}$ der mittlere Fluß pro Stern. Da N wie D^2 skaliert(D: Entfernung der Galaxie), $\bar{f}$ dagegen wie D^{-2}, entspricht die Varianz einem entfernungsabhängigen Maß für die Gleichmäßigkeit der beobachteten Oberflächenhelligkeiten. Diese Methode zur Entfernungsbestimmung wurde zuerst von Tonry und Schneider (1988) auf M32 und NGC 3379 angewendet.

So einfach ihr Prinzip auch erscheinen mag, müssen zu ihrer Anwendung doch verschiedene Punkte berücksichtigt werden. Nehmen wir vereinfachend an, eine Galaxie bestände nur aus z. B. Hauptreihensternen, so benötigten wir nur deren Leuchtkraftfunktion (LF) zur Ableitung der Entfernung. Leider setzt sich jedoch die gemessene Varianz aus vielen verschiedenen Anteilen zusammen, deren Powerspektren (PS) einfacher Art sein können– instrumentaler Hintergrund (CCD) und kosmische Strahlung (CR) zeigen ein weißes PS– oder sich stark ähneln (Sterne (*), Staub, schwache Hintergrundgalaxien, GC's, HII–Regionen oder PN). Zur Einschränkung oben genannter Unsicherheiten und quantitativen Anwendung der Methode **(1)** beschränkt man sich auf Frühtypgalaxien und Spiralgalaxien-bulges, **(2)** extrahiert die mittlere Helligkeit der Galaxie sowie die Beiträge von kosmischer Strahlung und Punktquellen vom gemessenen Fluß, **(3)** Fourier–transformiert das hieraus resultierende Fluktuations–Spektrum und **(4)** paßt das erhaltene PS durch einen Zwei–Parameter–Fit an:

$$PS = P_0 \cdot LF + P_1 \tag{3.43}$$

Die Variablen P_0 und P_1 enthalten dabei in ihrer allgemeinsten Form die Informationen über die oben genannten, prinzipiell auftretenden Varianzen:

$$\begin{aligned} P_1 &= \Sigma\sigma^2_{CCD} + \Sigma\sigma^2_{CR} \\ P_0 &= \Sigma\sigma^2_{GC} + \Sigma\sigma^2_{*} + \Sigma\sigma^2_{L} \end{aligned}$$

(Tonry, Schneider 1988). Durch die Beschränkungen (1) und (2) (s.o.) versucht man, die Einflüsse von σ^2_{GC} und σ^2_{*} auf P_0 sehr klein gegen σ^2_L zu halten, da man so wegen

$$\sigma^2_L = t \cdot \left(\frac{10pc}{D}\right)^2 \cdot 10^{-0.4\cdot(\bar{M}-m)} \tag{3.44}$$

(t = Beobachtungsdauer) durch Bestimmung von P_0 Aussagen über die Entfernung D machen kann. Die verbleibende Größe $\bar{M}$ läßt sich prinzipiell aus Sternentwicklungsmodellen herleiten, kann aber auch anhand von Beobachtugen kalibriert werden, wobei dann aber wieder die Unsicherheiten in der unabhängigen Entfernungsbestimmung der Eichgalaxien auftreten.

Da die Verwendung von Oberflächen–Helligkeits–Schwankungen zur Bestimmung von extragalaktischen Entfernungen wesentlich auf der Kenntnis der LF von Sternen basiert, liegen in ihr auch die größten Fehlerquellen dieser Methode. Prinzipiell können wir die LF aus Sternentwicklungsmodellen berechnen, welches uns eine Kalibrierung dieses Verfahrens unabhängig von anderen Entfernungsindikatoren ermöglicht. Allerdings hängt die LF noch vom Alter, der Metallizität und der IMF (Massenfunktion) der Sternpopulation ab (Tonry et al. 1990; Simulation für V, R und I–Band). Um auch diese Einflüsse möglichst gering zu halten, bieten sich wieder Beobachtungen bei längeren Wellenlängen (I–Band) an.

Kapitel 4

Bestimmung von H_0

Wir sind bisher darauf eingegangen, worum es sich bei dem Hubble–Parameter H_0 handelt (Kapitel 2.1), welche Bedeutung er für die Kosmologie hat (Kapitel 2.2) und wie man ihn prinzipiell bestimmen kann (Kapitel 3). Wir wenden uns nun der Aufgabe zu, H_0 explizit mittels eines Satzes von 118 Spiralgalaxien unter Benutzung der inversen Tully–Fisher (TF) Relation zwischen Durchmesser d und $21cm$–Linienbreite Δv herzuleiten. Dabei bezieht sich *invers* auf eine Bestimmung von $\log v_R$ als Funktion von $\log d$ wie in (3.42). **Alle Galaxien mit den im weiteren benötigten Daten sind in Anhang B.2 und B.3 zusammengestellt.** Dieses Kapitel gliedert sich in fünf Abschnitte. Zunächst wird das Galaxiensample nach verschiedenen Eigenschaften klassifiziert und unterteilt (Kapitel 4.1), danach werden die Annahmen vorgestellt, die dieser Auswertung zugrunde liegen (Kapitel 4.2) und anschließend die Durchführung der TF–Methode beschrieben (Kapitel 4.3). In den letzten beiden Abschnitten wird unsere Auswertung bzgl. verschiedener Effekte analysiert.

4.1 Eigenschaften der Galaxien

Bevor wir näher auf einzelne Merkmale der von uns verwendeten Galaxien zu sprechen kommen, nehmen wir als erste grobe Gliederung eine **Unterteilung in zwei Teile I und II mit jeweils 17 bzw. 101 Galaxien** vor. Bei den 101 Galaxien des **Teils II** handelt es sich ausschließlich um Spiralgalaxien aus dem 'Atlas of Galaxies' von Sandage und Bedke (1988; SB). Dieser enthält optische Fotografien von Galaxien, welche hauptsächlich mit dem Hale 5 m und dem du Pont 2.5 m Spiegelteleskop mit einer Grenzhelligkeit von $M_B \approx 23.4^m$ gemacht wurden und der Bestimmung, der für die Auswertung benötigten Winkeldurchmesser δ, dienen. Hier treten jedoch zwei Schwierigkeiten auf:

(1) Fotoemulsion reagiert nichtlinear auf die einfallende Lichtintensität. Während sich also der Winkeldurchmesser einer Galaxie z. B. über die Festlegung auf eine Isophote einheitlich definieren läßt, benötigen wir zur Bestimmung der Winkeldurchmesser δ aus den Fotografien ein anderes Charakteristikum.

(2) Wird die Belichtungszeit für eine Galaxie erhöht, hat dieses zwei Effekte zur Folge: Weiter außen liegende (d. h. lichtschwächere) Bereiche der Galaxie werden sichtbar und die innere Spiralstruktur geht mehr und mehr verloren. Das Beispiel einer Galaxie aus SB mit zwei unterschiedlichen Belichtungszeiten zeigt Abbildung 4.1.

Das hier benutzte Konzept zur möglichst einheitlichen Bestimmung von δ beruht somit auf der Auswahl solcher Galaxien, deren Spiralstruktur deutlich erkennbar ist (im oberen Beispiel: das rechte Bild der Galaxie) und derer möglichst vollständigen Ausmessung. Auf-

Abbildung 4.1: NGC 4258, aufgenommen im selben Maßstab, aber mit unterschiedlichen Belichtungszeiten. Man erkennt deutlich, wie die Größe der Galaxie zu wachsen scheint. Aus SB.

grund dieses Kriteriums werden einige Galaxien aus SB, die gemäß ihrer Klassifizierung eigentlich den Bereichen II,1 und II,2 (siehe Tabelle 4.1) zuzuordnen wären, nicht in die Auswertung aufgenommen.

SB gehen davon aus, daß der so bestimmte Durchmesser δ einer Isophote mit $M_B \approx 23^m/('')^2$ entspricht. Insgesamt wurde unseren Messungen von δ ein Fehler von 10% zugeordnet, welcher eine obere Grenze bzgl. der subjektiv am schwierigsten zu behandelnden Galaxien darstellen und gleichzeitig alle Fehler der Umrechnungsskala u enthalten soll, die nicht allein auf unserer Ablesegenauigkeit beruhten. Letztere wurde zu 0.1 cm angenommen.

Die 17 Galaxien des **Teils I** unterscheiden sich von den oben genannten in einem wesentlichen Punkt: Es liegen von ihnen Entfernungsmessungen D, basierend auf der P–L–C Relation der Cepheiden (siehe Kapitel 3.1), vor. Diese ermöglichen uns die Eichung der TF–Relation. Die Rotverschiebungen bzw. die daraus resultierenden Rezessionsgeschwindigkeiten v_E liegen aber mit Werten bis höchstens 1831 km/s (NGC 4536; Abb. 4.4) in einem Bereich, in dem Pekuliargeschwindigkeiten der Galaxien und Fluchtgeschwindigkeiten aufgrund einer reinen Hubble–Expansion von der gleichen Größenordnung sind und somit eine Bestimmung des Hubble–Parameters gemäß $H_0 = v_E/D$ sinnlos machen.[1]

Die maximale Rotverschiebung aller 118 Galaxien erreicht NGC 753 mit $z \approx 0.017$. Dieses zieht drei Konsequenzen nach sich:

(1) Unter der Annahme der Gültigkeit, aller am Ende von Kapitel 2.1 gemachten Voraussetzungen, sollte die lineare Hubble–Relation erfüllt sein.

(2) Für die Anwendung der Methode selber werden die Winkeldurchmesser der Galaxien benutzt, während die Kalibrierung der Methode auf den Helligkeitsabständen von Cepheiden innerhalb der Teil I–Galaxien basiert. Nach (2.14) und (2.15) erwarten wir wegen der kleinen Rotverschiebungen jedoch keinen merklichen Effekt, wenn wir diesen Unterschied vernachlässigen.

[1]Die Größe v_E wird in Kapitel 4.3.1 definiert. Beachte: Z. B. NGC 224 nähert sich uns mit $v_E = -139$ km/s.

(3) In Kapitel 1 wurde bereits erwähnt, daß man bis etwa $100 h_0^{-1} Mpc$, was einer Fluchtgeschwindigkeit von 10^4 km/s entspricht, mit merklichen Störungen einer reinen Hubble–Expansion rechnen kann. In einer Arbeit von Branch und Tammann (1992) wurde diese Grenze zwar etwas geringer angesetzt, Galaxien mit Geschwindigkeiten > 6400 km/s sollten demnach bereits ein Mach'sches Ruhesystem definieren, aber es scheint klar zu sein, daß das hier benutzte Galaxiensample ohne weiteres nicht ausreichen wird, um ein H_0 frei von lokalen Störungen bestimmen zu können. Damit kommt der Wahl eines geeigneten Referenzsystems eine besondere Bedeutung zu (siehe Kapitel 4.3.1).

Ein wesentliches Merkmal der weiteren Vorgehensweise wird es sein, den gesamten Galaxiensatz neben der oben genannten Einteilung zusätzlich bezüglich des de Vaucouleurs–Typs T der Galaxien in verschiedene Bereiche, wie sie in Tabelle 4.1 angegeben sind, zu unterteilen. Dabei entspricht (z. B. Rowan–Robinson 1985, Seite 103) $T = 2$ dem Hubble–Typ Sab und $T = 6$ Scd. Es wurde für alle 118 Galaxien T aus de Vaucouleurs et al. (1991; RC3) entnommen, es ist jedoch darauf hinzuweisen, daß diese Zuordnung keineswegs eindeutig ist (siehe z. B. Huchtmeier, Richter 1989). Als krassestes Beispiel aus unserem Galaxiensatz sei hier NGC 4496 A mit einer Klassifikation von $T = 5$ (Giovanelli et al. 1997) bzw. $T = 9$ (RC3) genannt. Die weitere Unterteilung der Bereiche I und II bezüglich der Galaxientyp–Klassifizierung erscheint uns aus zwei Gründen notwendig:

(I) Sie dient als Einteilung des Merkmals der Erkennbarkeit der Spiralstruktur. Mit größer werdendem T nimmt nicht nur die Kompaktheit der Galaxie ab, sondern es läßt sich auch vielfach eine zunehmende Zerfaserung der Randgebiete erkennen. Dieses führt zu einer erschwerten und somit unsichereren Bestimmung von δ. Zur Vernachlässigung von Galaxien mit kleinem T siehe Kapitel 3.9.

(II) In einer Arbeit von Theureau et al. (1997) wurde die Durchmesser–Linienbreite Tully–Fisher Relation bzgl. einer Galaxientyp–Abhängigkeit untersucht. Sie stellten für den Bereich $1 \leq T \leq 8$ und die Relation $\log v_R = a' \cdot \log d + b'$ eine nahezu Konstanz von $a' \approx 0.5$, jedoch ein abfallendes Verhalten von b' mit steigendem T fest. Wir tragen mit unserer Einteilung formal diesen Ergebnissen Rechnung, verwenden im Gegensatz zu Theureau et al. (1997) jedoch Intervalle mit $\Delta T > 1$, um noch vernünftige statistische Aussagen treffen zu können. Letzteres in Verbindung mit (I) stellt den Grund dar, die Galaxien mit $T > 6$ aus SB nicht weiter zu berücksichtigen. Unsere Ergebnisse in Kapitel 4.3.3 lassen jedoch vermuten, daß für Galaxien mit $T > 6$ unsere Voraussetzungen sowieso nur ungenügend erfüllt sind.

Tabelle 4.1: Unterteilung der Galaxienauswahl nach de Vaucouleurs–Typ T in drei bzw. zwei Klassen. In der letzten Spalte ist das Zeichen angegeben, mit dem die einzelnen Klassen in den Abbildungen gekennzeichnet sind. Dabei sollen sich ausgefüllte Zeichen immer auf die Teil I–Galaxien und unausgefüllte Zeichen auf die Teil II–Galaxien beziehen. Abbildung 4.2 zeigt die Verteilung der von uns benutzten Galaxien bezüglich T.

Galaxien des Teils	Nummer	T–Bereich	Galaxien des Teils	Nummer	T–Bereich	Zeichen
I	1	$2 \leq T \leq 4$	II	1	$2 \leq T \leq 4$	$\square$
I	2	$4 < T \leq 6$	II	2	$4 < T \leq 6$	$\diamond$
I	3	$6 < T \leq 10$				$\triangle$

Die Abbildungen 4.2 bis 4.7 bieten einen Überblick der Verteilungen der Galaxien bzgl. Typ T, sphärischer Koordinaten (l, b), Rezessionsgeschwindigkeiten v_E, Rotationsgeschwindigkeiten v_R und Cosinus der Inklinationen $\cos_F \zeta$. Zur Definition und Bestimmung obiger Größen siehe Kapitel 4.3 und Anhang B.2.

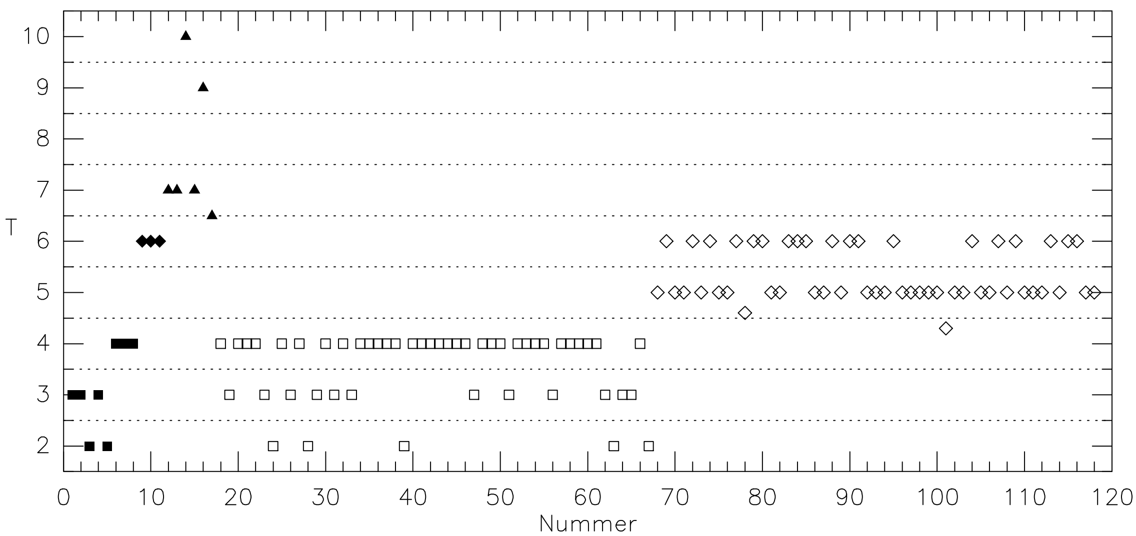


Abbildung 4.2: Die Verteilung der Galaxien aus Teil I und II als Funktion ihres Typs T. Zur Erläuterung der Zeichen siehe Tabelle 4.1. Die Zuordnung der Galaxien bzgl. Nummer wird aus den Tabellen in Anhang B.2 ersichtlich.

(1) Abb. 4.3: Etwa 2/3 aller Galaxien liegen im Bereich $b > 0$. Es fallen Ansammlungen um (290, 70) und (145, 60) auf, ebenso wie das Fehlen von Galaxien im Bereich der ZOA, der galaktischen Scheibe (Zone Of Avoidance). Ansonsten erweist sich die Verteilung für $b > 0$ bzw. $b < 0$ relativ gleichmäßig.

(2) Abb. 4.4: Etwa 1/3 aller Galaxien entfernt sich mit weniger als 1000 km/s von uns und ist somit sehr wahrscheinlich Störungen durch die nahen Galaxienhaufen im Virgo und im Fornax unterworfen. Wir werden somit in diesem Kapitel ebenfalls die Auswirkungen untersuchen müssen, die sich für die Bestimmung der Parameter ergeben, die wir zur Berechnung von H_0 benötigen, wenn jeweils nur Galaxien berücksichtigt werden, die eine gewisse Grenzgeschwindigkeit überschreiten.

(3) Abb. 4.5: Die Teil I–Galaxien zeigen eine Art Korrelation zwischen v_R und T, in dem die I,1–Galaxien alle $v_R \geq 160$ km/s, die I,2 und I,3–Galaxien dagegen alle (bis auf NGC 4571) $v_R \leq 160$ km/s aufweisen. Da sich das Rotationsgeschwindigkeitsintervall der II,1–Galaxien weitestgehend mit dem der I,1–Galaxien deckt, was für die Galaxien mit $T \geq 4$ weit weniger gut erfüllt ist, könnte sich die Bestimmung von H_0 mit den 1–Galaxien als zuverlässiger erweisen. Wir können letztendlich nicht ausschließen, daß die von uns (in Kapitel 4.2) genannten Voraussetzungen nicht eine Abhängigkeit von v_R aufweisen.

Die Inklination ζ stellt eine wichtige Größe dar, da für kleine ζ große Unsicherheiten in der Bestimmung der Linienbreiten auftreten, welche dann bereits merklich durch nichtzirkulare Bewegungen innerhalb der Galaxie verunreinigt werden können. Große ζ stellen besonders für die Helligkeits–Linienbreite TF–Relation ein Problem dar, da ggf. große Korrekturen für Extinktionseffekte berücksichtigt werden müssen (siehe Kapitel 3.9). So werden z. B. Einschränkungen wie $45° \leq \zeta \leq 85°$ (Tully, Fisher 1977; $\hat{=}\, 0.09 \leq \cos\zeta \leq 0.71$),

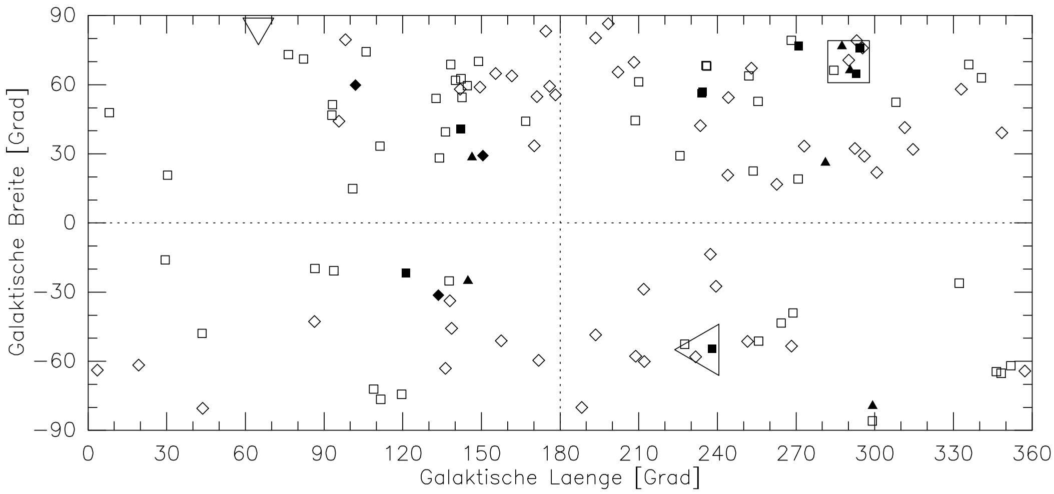


Abbildung 4.3: Die sphärische Verteilung der von uns benutzten Galaxien in galaktischen Koordinaten (l, b). Die großen Symbole □, ◁ und ▽ kennzeichnen den Virgo, Fornax bzw. Coma–Haufen. Zur Erläuterung der anderen Zeichen siehe Tabelle 4.1.

$1.17 \leq R_{25} \leq 6.31$ (Theureau et al. 1997; siehe Abb. 4.6) oder $\epsilon/\delta \leq 0.721$ (Bureau et al. 1996; ϵ = kleine Halbachse) benutzt. Erstere Beschränkung betrifft 35 der von uns benutzten Galaxien (Abb. 4.7) und stellt somit eine sehr starke quantitative Restriktion dar. Das zweite Kriterium betrifft mit R_{25} aus RC3 immerhin noch 18 unserer Galaxien (Abb. 4.6), die Auswertung soll aber trotzdem vorerst mit allen Galaxien durchgeführt werden. Ob Galaxien mit extremen Inklinationen ζ Einfluß auf H_0 zeigen, wird später untersucht.

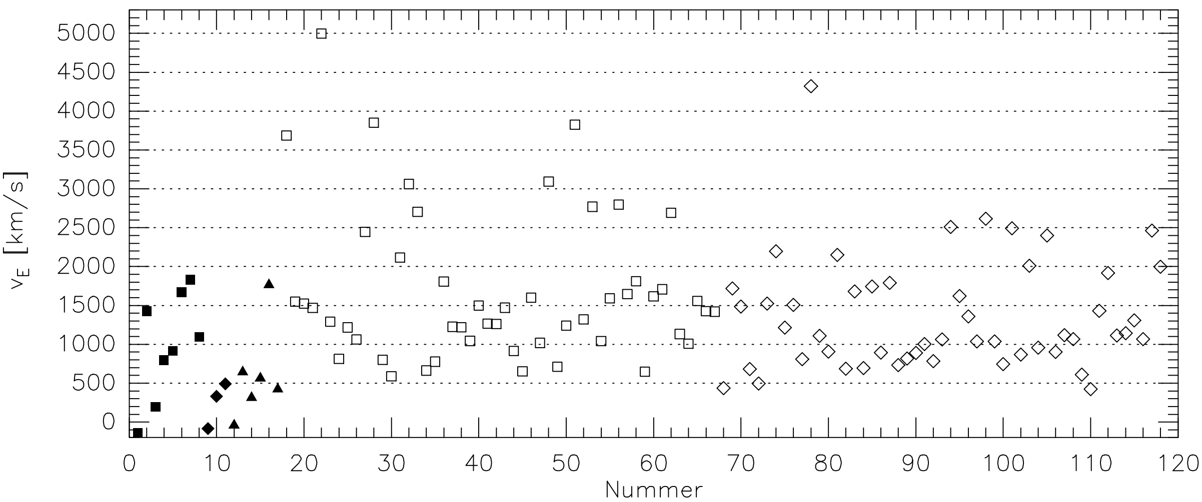


Abbildung 4.4: Die Verteilung der Galaxien bezüglich ihrer Fluchtgeschwindigkeiten v_E. Zur Erläuterung der Zeichen siehe Tabelle 4.1.

(4) Abb. 4.7: Hier wird die Verteilung der nach (B.17) berechneten Inklinationen ζ (bzw. $\cos_F \zeta$) sowie der Vergleich dieser mit $\cos_H \zeta$ gemäß (B.15) gezeigt. Wir erkennen eine enge Korrelation zwischen $\cos_F \zeta$ und $\cos_H \zeta$ um den Wert 1 (siehe Tabelle 4.2). Wir entnehmen daraus eine qualitative Bestätigung der bereits von Aaronson et al. (1980a)

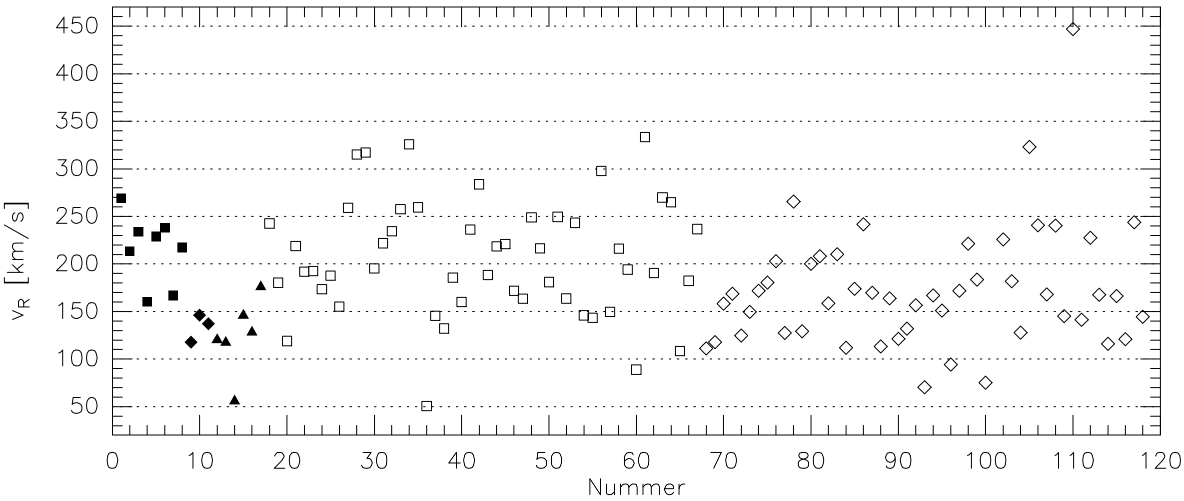


Abbildung 4.5: Die Verteilung der Galaxien bezüglich ihrer Rotationsgeschwindigkeiten v_R berechnet mittels $\cos_F \zeta$. Zur Erläuterung der Zeichen siehe Tabelle 4.1.

gemachten Beobachtung, daß die Inklinationen ζ, berechnet aus (B.15), die wahren Inklinationen (Fouqué et al. 1990: '*true inclinations*') um $2° - 3°$ unterschätzen.

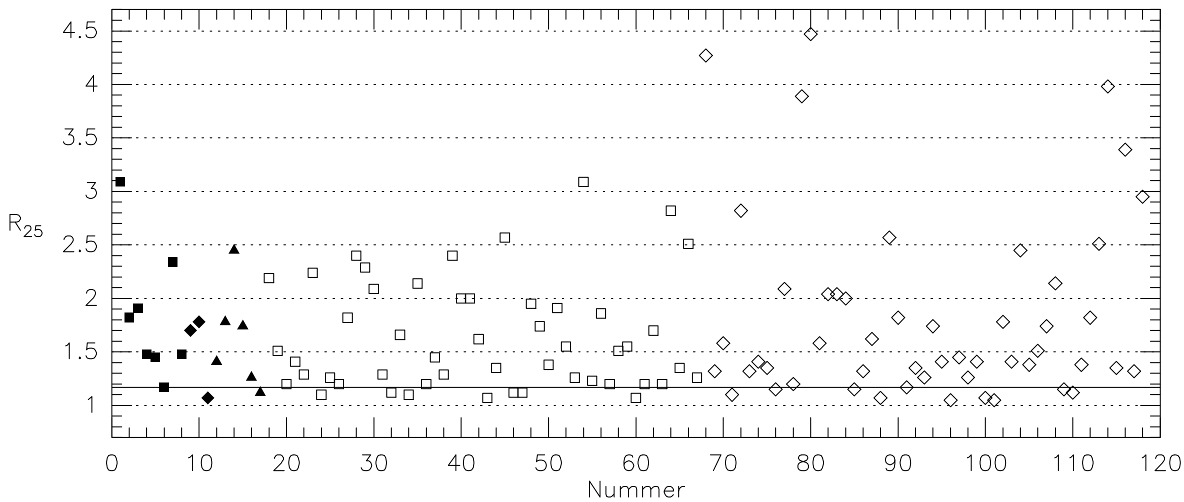


Abbildung 4.6: Das Achsenverhältnis R_{25} der großen zur kleinen Halbachse bezogen auf die Isophote mit $M_B = 25^m/('')^2$. Es wurde $\log R_{25}$ aus RC3 entnommen und mittels (B.7) umgerechnet (Anhang B.3, Spalte A). Eingezeichnet ist die untere Grenze $R_{25} = 1.17$ (nach Theureau et al. 1997).

Tabelle 4.2: Die gewichteten Mittel für $\cos_F \zeta / \cos_H \zeta$ aus Abbildung 4.7 (b).

Teil	$\left\langle \frac{\cos_F \zeta}{\cos_H \zeta} \right\rangle$
I	0.975 ± 0.037
II	0.990 ± 0.022
I+II	0.986 ± 0.019

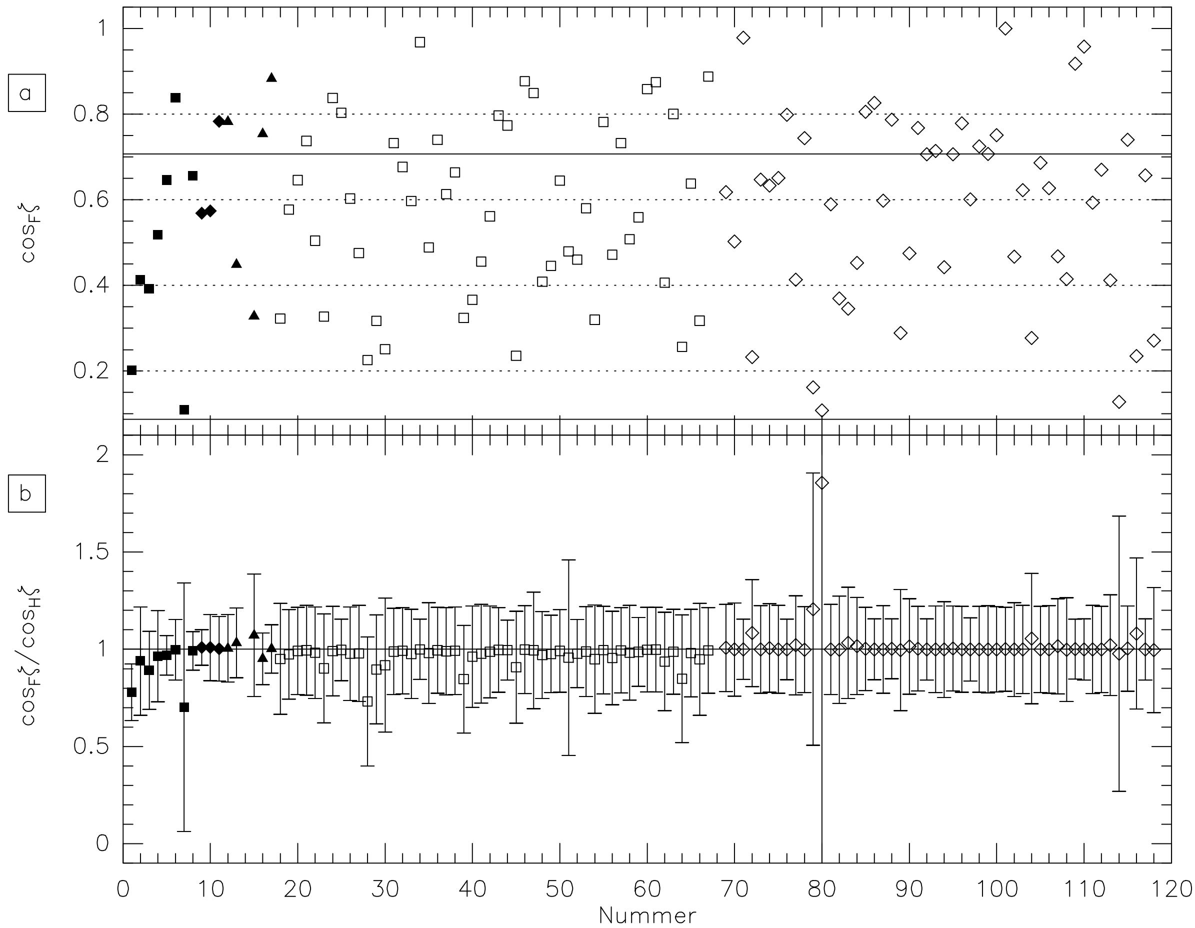


Abbildung 4.7: (a) Die Verteilung der Galaxien bezüglich ihrer Inklination berechnet mittels (B.17). Eingezeichnet sind die Grenzen $\cos_F \zeta = 0.09$ bzw. $\cos_F \zeta = 0.71$, wie sie von Tully und Fisher (1977) verwendet wurden. (b) Vergleich der Inklinationen berechnet aus den Formeln (B.17) und (B.15). Zur Erläuterung der Zeichen siehe Tabelle 4.1.

4.2 Die Voraussetzungen

Das Virialtheorem besagt für ein beliebiges, gebundenes, abgeschlossenes, physikalisches System, daß die zeitlichen Mittelwerte der potentiellen Energie $\langle V \rangle$ und der kinetischen Energie $\langle T \rangle$ in folgendem einfachen Zusammenhang stehen

$$\langle T \rangle = \frac{p}{2} \langle V \rangle \tag{4.1}$$

wenn das Potential bzgl. zweier Teilchen proportional der p–ten Potenz ihres Abstandes ist. Unterliegt das System ausschließlich (oder hauptsächlich) der Gravitation, so folgt

$$\langle T \rangle = -\frac{1}{2} \langle V \rangle \tag{4.2}$$

Als wesentliche Voraussetzungen gehen in die Ableitung des Virialsatzes folgende Bedingungen ein: **(1)** Die Bewegung des Systems darf durch dissipative Kräfte nicht zum Stillstand kommen und **(2)** für das i–te Massenelement darf die Größe $\vec{v}_i \cdot \vec{r}_i$ nicht divergieren. Hierbei handelt es sich streng genommen um $\lim_{t\to\infty}$–Betrachtungen, die für solch komplexe Strukturen wie Galaxien natürlich nicht durchgeführt werden können. Es bleibt aber die Möglichkeit, die näherungsweise Gültigkeit des Virialtheorems auf Zeitskalen von einigen Galaxienrotationsperioden zu prüfen.

Mit den heutigen Werten von Abstand und Umlaufgeschwindigkeit des Sonnensystems bzgl. des galaktischen Zentrums von ca. 8.5 kpc und 220 km/s (Herder I 1989 , Seite 428), entspricht diese Zeitskala ungefähr 2.5 Gyr ($\hat{=}$ 10 ungestörten Umläufen). Die Galaxienbeobachtungen in der HI–Emissionslinie, wie sie für diese Arbeit benutzt werden, können jedoch bis in Außenbereiche hineinreichen, die etwa dem doppelten optischen Radius entsprechen (vergleiche hierzu etwa Goodwin et al. 1997 mit Spalte 25 in Tabelle B.4), so daß sich unter der Annahme einer flach verlaufenden Galaxien–Rotationskurve (Abb. 4.8) die Zeitskala auf ≤ 5 Gyr vergrößert.

Abbildung 4.8: Verlauf einiger gemessener Galaxien–Rotationskurven aus 21cm Beobachtungen. Gekennzeichnet mit einem senkrechten Strich ist der optische Radius. Aus Kolb, Turner 1990, S.18.

Insgesamt sollten die Galaxien also auf Zeitskalen im Bereich von 5 Gyr als näherungsweise gebundene und abgeschlossene Systeme betrachtet werden können. Die Erfüllung des ersten Kriteriums läßt sich wie folgt begründen: Die Galaxis weist ein Alter von $\geq 10^{10}$ Jahren auf (Kapitel 2.2), so daß sie sehr wahrscheinlich für die letzte Hälfte ihrer bisherigen Existenz als gebundenes System betrachtet werden kann. Um diese Argumentation auf die anderen Mitglieder unseres Samples anwenden zu können, bleibt es zu zeigen, daß sie eine ähnliche Entwicklung vollzogen haben wie die Milchstraße: Hierfür sprechen drei Gründe:

(1) Im Rahmen der Standard–Strukturbildungsmodelle war die Galaxienbildung bei $z \approx 3$ bereits weitestgehend abgeschlossen (z. B. Padmanabhan 1993, Seite 325ff; Peebles 1997). Wie man Abbildung 4.9 entnimmt, ist für das Einstein–de Sitter Modell die Zeitspanne $\delta t := t_0 - t(z=3)$ am kleinsten. Sie läßt sich für dieses Modell analytisch berechnen und beträgt mit $t(z) = 2(1+z)^{-3/2}/(3H_0)$ und (Def b): $\delta t \approx 5.7/h_0$ Gyr. Sie liegt somit für alle heute vertretbaren Werte $0.5 \leq h_0 \leq 1$ deutlich über dem oben angesprochenen Limit.

(2) Alle betrachteten Galaxien liegen innerhalb eines sehr kleinen Rotverschiebungsintervalls Δz , so daß wegen $\Delta z = -(z+1)H(t)\Delta t$ die Galaxien auch zeitlich eng miteinander korreliert sind und

(3) gerade für die hauptsächlich betrachteten Galaxien mit $2 \leq T \leq 6$ ihre ähnliche Strukturierung und innere Zusammensetzung, beides im wesentlichen unabhängig von Gesamtmasse und –größe, auf äquivalente Historien hindeuten.

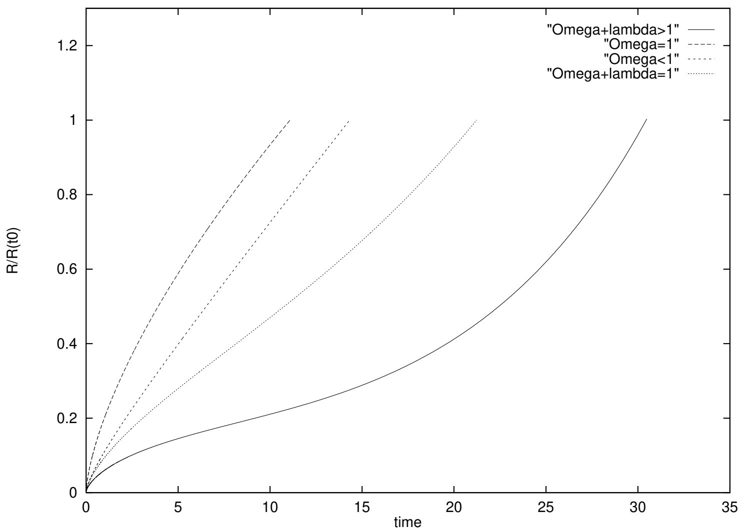


Abbildung 4.9: Verlauf des auf R_0 normierten Skalenfaktors $R(t)$ für vier repräsentative kosmologische Modelle. Von links nach rechts: Ein flaches mit $\Lambda = 0$ (Einstein–de Sitter–Modell), ein offenes mit $\Omega_0 = 0.1$, ein flaches mit $\lambda_0 = 0.9$ (alle drei mit $h_0 = 0.6$) und ein geschlossenes mit $\Omega_0 = 0.014, \lambda_0 = 1.08, h_0 = 0.9$ (Bonn–Potsdam–Modell). Die Angabe der Abszisse ist in 10^9 Jahren. Aus van de Bruck 1997.

Die Analyse der Bedingung der Abgeschlossenheit weist auf größere Schwierigkeiten hin. Diese seien hier jedoch nur als Stichworte angegeben, denn quantitativ lassen sich diese Effekte nur sehr schwer berücksichtigen, da zu ihrer Modellierung noch keine vollständigen Theorien zur Verfügung stehen.

- Existenz von vielen schwachen blauen Galaxien (FBG; Faint Blue Galaxies) um $z \approx 0.4$ (Driver et al. 1996), die heute verschwunden zu sein scheinen (Broadhurst et al. 1992; Giraud 1992).[2]

- Versuche, die Bildung oder Eigenschaften von (elliptischen) Galaxien durch *Merging* zu erklären (Sheth 1995; Malin, Hadley 1997).

- Materiebrücke zwischen den Magellan'schen Wolken, die Existenz des *Magellanic Stream* und allgemein die Existenz von Zwerg–Begleitgalaxien (LMC, SMC, M32, NGC 205; Mathewson et al. 1987; Moore, Davis 1994).

- Gegenseitige Beeinflussung von Galaxien in Galaxienhaufen (Bellazzini et al. 1996; Skillman et al. 1996; Lobo et al. 1997).

Es bleibt noch, den Einfluß dissipativer Kräfte oder solcher von der Gravitation abweichender (z. B. aufgrund interstellarer Magnetfelder) abzuschätzen. Letztere lassen sich global gesehen für Galaxien im Vergleich zu der Gravitation sehr wahrscheinlich vernachlässigen (siehe jedoch z. B. Lesch, Chiba 1997; Battaner et al. 1992 und Battaner, Florido

[2]Daß die FBG heute noch als 'Low–Surface–Brightness' Galaxien existieren könnten, folgt aus der Arbeit von Mc Gaugh 1994.

1995), während Reibungskräfte zum Virial selber keinen Beitrag liefern (Goldstein 1985, Seite 77).

Aufgrund obiger Betrachtungen und der sich daraus ergebenden Folgerungen werden wir im weiteren Verlauf die (näherungsweise) Gültigkeit des Virialtheorems für die Galaxien unseres Samples annehmen und benutzen. Als weitere Vereinfachung vernachlässigen wir nun noch eine mögliche, aber als schwach angenommene, Zeitabhängigkeit der für unsere Auswertung benötigten Parameter d = Durchmesser der Galaxie, v_R = Rotationsgeschwindigkeit der Galaxie im Abstand $d/2$ vom Zentrum, aber auch von M = Gesamtmasse innerhalb der Sphäre mit Radius $d/2$. Damit ergibt sich aus (4.2)

$$\begin{aligned} T &= -\frac{V}{2} \\ v_R^2 &= 2\frac{GM(d)}{d} \end{aligned} \tag{4.3}$$

Die letzte Gleichung läßt sich als Kräftegleichgewicht zwischen Zentripetalkraft und Gravitationskraft auf ein Massenelement Δm interpretieren, welches das galaktische Zentrum im Abstand $d/2$ mit der Geschwindigkeit v_R kreisförmig (wegen der Annahme $d = const.$) umläuft.

Für $M(d) = \rho(d) \cdot V(d)$ wird folgender einfacher Ansatz gewählt: Sowohl die Materiedichte $\rho(d)$ als auch die räumliche Materieverteilung $V(d)$ sollen sich als Potenzgesetze bzgl. d annähern lassen

$$\rho(d) \propto d^{-x} \tag{4.4}$$

$$V(d) \propto d^{2y+1+x} \tag{4.5}$$

Dabei gilt für eine sphärische Materieverteilung $2y + x = 2$, während für eine flächenhafte Massenbelegung $2y + x = 1$ gilt. Es folgt

$$M(d) \propto d^{2y+1} \tag{4.6}$$

und

$$v_R(d) \propto d^y \tag{4.7}$$

Durch Logarithmieren erhalten wir schließlich

$$\log v_R = y \cdot \log d + \log \alpha \tag{4.8}$$

mit $[v_R] = km/s$, $[d] = kpc$, $[y] = 1$ und $[\alpha] = km/(s \cdot kpc^y)$ und erkennen hierin die bereits in Kapitel 3.9 vorgestellte inverse Tully–Fisher Relation zwischen d und v_R. Wir werden in Kapitel 4.3 das Virialtheorem bei der Auswertung der Daten in dieser Form verwenden. Die wesentlichen Voraussetzungen unserer Analyse seien hier noch einmal dargelegt:

(I) Gültigkeit des linearen Hubble–Gesetzes in der Form $v_E = H_0 \cdot D$.

(II) (Näherungsweise) Gültigkeit des Virialtheorems für Spiral– und Balkenspiralgalaxien. Wir gehen also von der Existenz einer Relation zwischen v_R und d gemäß (4.8) aus.

(III) Richtigkeit der auf Cepheidenmessungen basierenden Distanzen D der Kalibratorgalaxien. Abweichungen hiervon werden in Kapitel 4.5.3 besprochen.

(IV) Zuverlässigkeit unserer Methode der Winkeldurchmesserbestimmung der Galaxien.

4.3 Die Methode

Ein großes Problem bei der Ermittlung des Hubble–Parameters H_0 liegt, wie bereits mehrfach erwähnt, in der zuverlässigen Messung von Entfernungen zu Galaxien. Ein erster Ansatz besteht in der – leider ungerechtfertigten – Annahme, alle Galaxien, oder zumindest die eines festen Typs T, hätten dieselbe absolute Ausdehnung d (die Galaxien – bzw. ihr sichtbarer Anteil – seien als kreisförmig angenommen). Das Hubble–Gesetz ließe sich dann umformen zu

$$
\begin{aligned}
v_E &= H_0 \cdot D && (4.9)\\
&= H_0' \cdot \frac{1}{\delta} && (4.10)
\end{aligned}
$$

mit dem Winkeldurchmesser δ und der Definition $H_0' := H_0 \cdot d$, so daß sich aus der Kenntnis eines Durchmessers d (ggf. $d(T)$) einer Galaxie (des Typs T) unmittelbar der Wert von H_0 ergibt. Wie man aber z. B. anhand von Tabelle B.4 erkennt (siehe auch Goodwin et al. 1997), ist dieses selbst im Rahmen der Fehler bei weitem nicht der Fall, so daß H_0' i. a. von Galaxie zu Galaxie verschiedene Werte annehmen wird.

Dieses Problem läßt sich jedoch unter Berücksichtigung von Voraussetzung (II) umgehen. Aus (4.7) folgt für v_R, d bzw. v_R^*, d^*:

$$
\frac{d^*}{d} = \left(\frac{v_R^*}{v_R}\right)^{1/y} \qquad (4.11)
$$

Dieses eingesetzt in (4.10) liefert

$$
\begin{aligned}
v_E &= H_0^* \cdot \frac{1}{\pi} && (4.12)\\
H_0^* &= H_0 \cdot d^* \\
\frac{1}{\pi} &= \left(\frac{v_R}{v_R^*}\right)^{1/y} \cdot \frac{1}{\delta} && (4.13)
\end{aligned}
$$

Es verbleibt somit die Bestimmung der Größen y, d^*, v_R^* und H_0^*, wobei allerdings eine der gesternten Größen eine freie Variable darstellt.

Mit der Definition $x \cdot \sigma := v_E \cdot \delta$, wobei σ für alle Galaxien gleich gesetzt wird,[3] erhält man

$$
\begin{aligned}
\log v_R &= y \cdot \log d + \log \alpha && (4.14)\\
&= y \cdot \log \frac{d}{d^*} + \log v_R^* && (4.15)\\
&= y \cdot \log \frac{\delta}{\pi} + \log v_R^* && (4.16)\\
&= y \cdot \log x + y \cdot \log \sigma - y \cdot \log H_0^* + \log v_R^* && (4.17)\\
&= y \cdot \log x + \log \mathcal{V} && (4.18)\\
\log \mathcal{V} &:= y \cdot \log \sigma - y \cdot \log H_0^* + \log v_R^*
\end{aligned}
$$

[3]Man hätte natürlich auch $x := v_E \cdot \delta$ definieren können, aber dieses entspricht offensichtlich nur einer bestimmten Wahl von σ, nämlich $\sigma = 1$. Die Wahl von $\sigma \neq 1$ wird sich günstig auf die Bestimmung von $\log \mathcal{V}$ auswirken (siehe (4.18) und Kapitel 4.3.2).

Wir erkennen hieraus auch, daß $\mathcal{V}$ die Einheit einer Geschwindigkeit hat: $[\mathcal{V}] = km/s$.

Es folgt nun in den nächsten sechs Unterabschnitten die Bestimmung aller zur Berechnung von H_0 notwendigen Größen. Dabei wird (4.18) die entscheidende Rolle spielen.

4.3.1 Das unkorrigierte Hubble–Diagramm

Wir beginnen mit der Erstellung eines Diagrammes v_E gegen $1/\delta$ für die 101 Galaxien aus Teil II. Bei v_E (Anhang B.2, Spalte 6) handelt es sich dabei um folgende Größe: Die Rotverschiebung einer Galaxie, gemessen von der Erde aus, setzt sich aus insgesamt sieben Beiträgen zusammen. Diese wären der Dopplereffekt aufgrund **(1)** der täglichen Erdrotation, **(2)** der jährlichen Bewegung der Erde um die Sonne, **(3)** der Rotation des Sonnensystems um das galaktische Zentrum, **(4)** der pekuliaren Bewegung der Galaxis in der Lokalen Gruppe (LG), **(5)** der Pekuliarbewegung der LG bzgl. eines kosmologischen Referenzsystems (z. B. der Hintergrundstrahlung), **(6)** des Hubble–Flusses sowie **(7)** der Pekuliargeschwindigkeit und inneren Dynamik der beobachteten Galaxie. Die ersten zwei Effekte lassen sich leicht abschätzen und führen zu der korrigierten heliozentrischen Geschwindigkeit $v_\odot$ (Anhang B.2, Spalte 5). Durch Berücksichtigung der Effekte (3) und (4) wird man auf die korrigierte Geschwindigkeit v_{LG} bzgl. des Schwerpunktes der LG geführt. Zu ihrer Berechnung aus $v_\odot$ nach (B.1) benötigt man die Richtung l_*, b_* und den Betrag v der Bewegung des Sonnensystems in Bezug auf das Zentrum der LG. Nach Yahil et al. (1977) handelt es sich hierbei um $l_* = 105°$, $b_* = -7°$ und $v = 308\ km/s$, nach de Vaucouleurs et al. (1976; siehe auch Burstein 1990) um $l_* = 90°$, $b_* = 0°$ und $v = 300\ km/s$. Mit der x–Achse in Richtung des galaktischen Zentrums und der z–Achse senkrecht zur Galaxis entsprechen obige Werte einer komponentenweisen Zerlegung der Geschwindigkeit v in: $v_x = -79\ km/s$, $v_y = 295\ km/s$ und $v_z = -38\ km/s$ bzw. $v_x = v_z = 0\ km/s$ und $v_y = 300\ km/s$. Zur Bestimmung von v_{LG} wird das arithmetische Mittel aus obigen Werten genommen, was umgerechnet auf eine Bewegung der Sonne bezüglich des Zentrums der LG mit $v = 301\ km/s$ in Richtung $l_* = 98°$, $b_* = -4°$ schließen läßt. Eine Korrektur bezüglich des Punktes (5) wird hier nur unvollständig vorgenommen.[4] So wird hier nur berücksichtigt, daß die LG bezüglich der kosmischen Hintergrundstrahlung eine Bewegung in Richtung $l_0 = 284°, b_0 = 74°$ (Virgo Haufen) zeigt (Burstein 1990), bezüglich dessen v_{LG} noch zu korrigieren ist. Da die spätere Analyse im wesentlichen auf der Benutzung von solchen Galaxien basiert, die Fluchtgeschwindigkeiten von $v_E > 1000\ km/s$ aufweisen, wird hier angenommen, daß diese keinen, in ähnlicher Größenordnung liegenden, Einfall wie die LG zeigen. Die durch Punkt (7) hervorgerufenen Effekte werden somit komplett vernachlässigt. Die Bestimmung von v_E aus v_{LG} folgt Paturel et al. (1997) und ist durch (B.2) gegeben.

Der Winkeldurchmesser δ (Anhang B.2, Spalte 14) wird wie folgt hergeleitet: In Anhang B.2 (Spalte 9) sind die großen Halbachsen a der Galaxien in cm angegeben, wie sie in SB gemessen wurden. Für Galaxien mit zwei Einträgen standen Bilder mit unterschiedlichen Maßstäben zur Verfügung. In Spalte 11 ist die jeweils entsprechende Umrechnungsskala u auf Bogengrad angegeben, während Spalte 12 die umgerechneten Winkeldurchmesser $\bar{a}$ in $10^{-3} rad$ enthält. Für die Galaxien, für die nun zwei $\bar{a}$–Werte vorliegen, stellt δ deren gewichtetes Mittel dar (Anhang B.2, Spalte 14). Ansonsten wird für die Auswertung der

[4] Yahil et al. (1977) und Jac92 haben gezeigt, daß für die Untersuchung der Hubble–Expansion 'naher' Galaxien (siehe Kapitel 4.1) das Ruhesystem der LG wesentlich besser geeignet ist, als etwa das der Hintergrundstrahlung.

Wert aus Spalte 12 verwendet. Dieser ist dann ebenfalls in Spalte 14 übernommen.

Neben den Wertepaaren $(v_E, 1/\delta)$ werden in das Diagramm 4.10 ebenfalls einige Ursprungsgeraden eingezeichnet, die auf ein beliebiges, aber im weiteren Verlauf der Auswertung konstant gehaltenes, $\sigma = 2\ km/s$ (durchgezogene Gerade) skaliert werden. Die Wahl von Ursprungsgeraden steht in direktem Zusammenhang mit der Voraussetzung des linearen Hubble–Gesetzes. Die fünf eingezeichneten Geraden korrespondieren somit zu $x = 0.5, 2/3, 1, 1.5$ und 2. Die explizite Unabhängigkeit des Hubble–Parameters H_0 von σ wird in Kapitel 4.3.4 gezeigt.

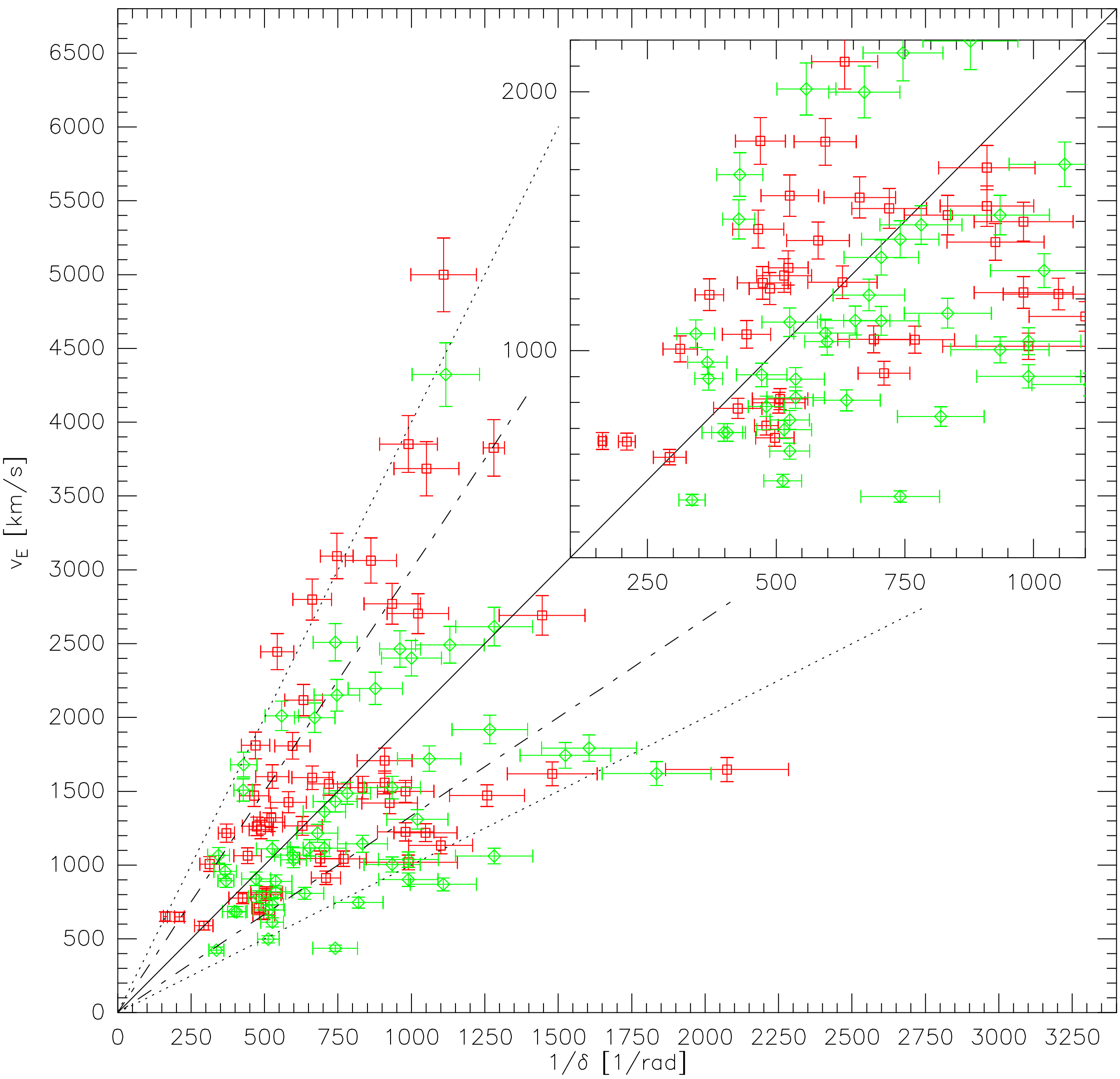


Abbildung 4.10: Die Fluchtgeschwindigkeit bezogen auf den Schwerpunkt der LG und korrigiert bezüglich des Einfalls in Richtung des Virgo–Haufens v_E der 101 Galaxien des Teils II aufgetragen gegen ihre inversen Winkeldurchmesser $1/\delta$. Die durchgezogene Gerade weist die Steigung $\sigma = 2\ km/s$ $(x = 1)$ auf, während die gestrichelten Geraden zu $x = 2, 1.5, 2/3$ und 0.5 gehören. Zur Erläuterung der Zeichen siehe Tabelle 4.1.

4.3.2 Die Anwendung des Virialsatzes

Wir kommen nun zur Bestimmung von y und $\log \mathcal{V}$ nach (4.18). Dazu wird der Logarithmus der auf Inklination $\zeta = 0$ korrigierten Rotationsgeschwindigkeiten v_R der Galaxien gegen $\log x$ aufgetragen. Die Bestimmung von v_R schließt sich dabei im wesentlichen Fouqué et al. 1990 an und verläuft folgendermaßen: Aus Bottinelli et al. 1990 werden die bezüglich Geschwindigkeitsauflösung der Instrumente korrigierten Linienbreiten Δv_{20} bzw. Δv_{50} für die einzelnen Galaxien, bezogen auf Messungen bei 20% und 50% der maximalen HI–Intensität, mit deren Fehlern entnommen (Anhang B.2, Spalten 7 & 8). Da in diesen Linienbreiten noch ein unbekannter Anteil von Beiträgen stecken kann, der durch ungeordnete Bewegungen innerhalb der Galaxie verursacht wird, werden Δv_{20} und Δv_{50} nach einem Modell von Tully und Fouqué (1985) mittels (B.11) korrigiert und wir erhalten so Δv^c_{20} und Δv^c_{50} (Anhang B.2, Spalte 17 & 18). Aus den so ermittelten Größen wird nun Fouqué et al. 1990 folgend, das gewichtete Mittel Δv bzw. Δv^c berechnet (Anhang B.2, Spalte 19 & 20).

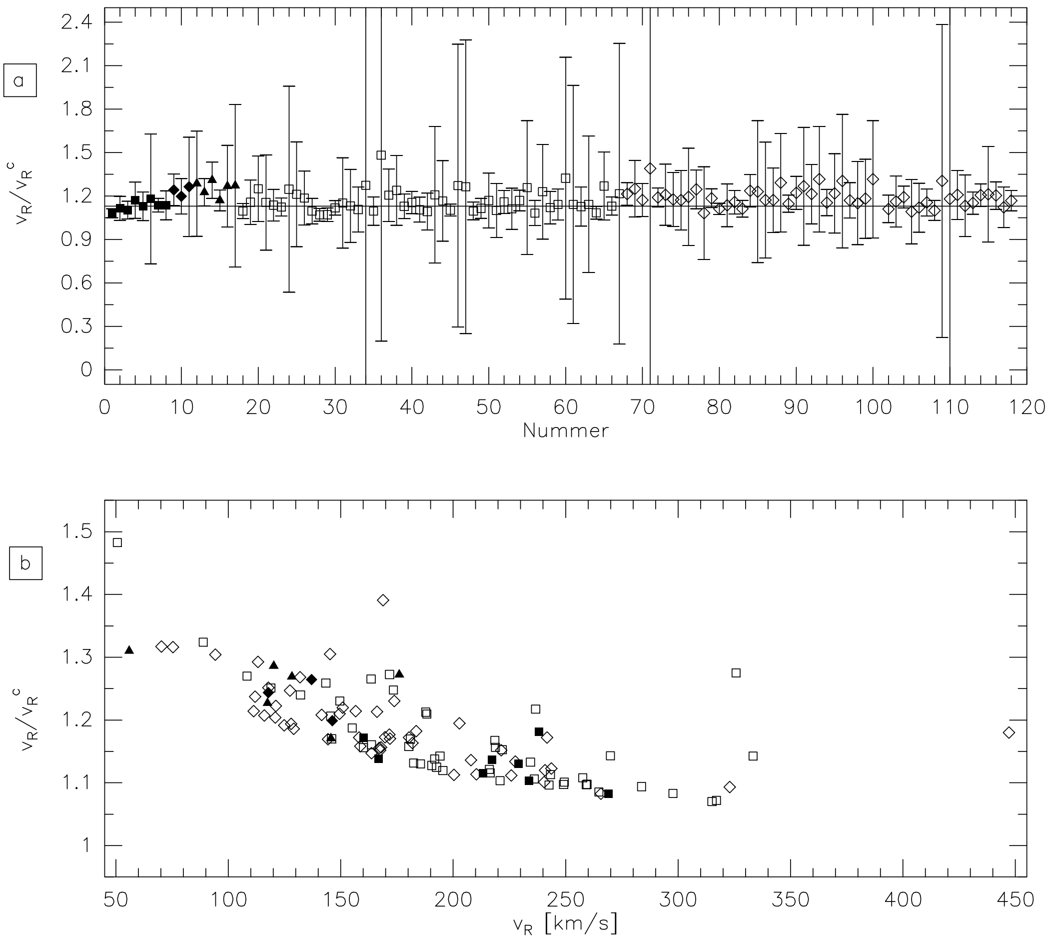


Abbildung 4.11: Das Verhältnis aus den Rotationsgeschwindigkeiten v_R und v_R^c, wie sie aus den Linienbreiten Δv bzw. Δv^c mittels $\cos_F \zeta$ berechnet wurden. Teil (a) zeigt dieses aufgetragen gegen die Nummer der Galaxien. Es ergibt sich ein gewichtetes Mittel von $\langle \rho \rangle := \langle v_R/v_R^c \rangle = 1.13 \pm 0.01$, diesem entspricht die eingezeichnete Gerade. Teil (b) dient der Untersuchung, ob die nahezu Konstanz von v_R/v_R^c aus (a) durch die zufällige Verteilung der Galaxien bzgl. ihrer Nummern vorgetäuscht ist. Es ist eine leichte Abhängigkeit mit einer Steigung von ≈ -0.001 zu erkennen. Zur Erläuterung der Zeichen siehe Tabelle 4.1.

Die Berechnung von $\cos \zeta$ erfolgt unter der Modellannahme, die Galaxien lassen sich durch ein Ellipsoid mit den Halbachsen a, a und $q_0 \cdot a$ annähern. Beschreibt ζ den Winkel zwischen Sichtlinie und Normale der aus den Halbachsen der Länge a aufgespannten Ebene, so gilt:

$$\cos^2_H \zeta = \frac{(\epsilon/\delta)^2 - q_0^2}{1 - q_0^2} \tag{4.19}$$

Diese Formel wurde in ähnlicher Form bereits 1926 von Hubble angegeben und wird im einfachsten Fall für $q_0 = 0.2$ angewendet (z. B. Tully, Fisher 1977; Aaronson et al. 1980a; Pierce, Tully 1988). ϵ entspricht der kleinen scheinbaren Halbachse der Galaxien, welche rechtwinklig zu δ angenommen, ansonsten aber in völliger Analogie bestimmt wird (Anhang B.2, Spalte 15). Wie bereits in Kapitel 4.1 (4) angesprochen, soll die Anwendung von (4.19) mit $q_0 = 0.2$ die wahre Inklination der Galaxie um einige Grad unterschätzen. Nach Mazan (1988) kann jedoch die T–Abhängigkeit von q_0 nicht vernachlässigt werden. Wir werden deshalb q_0 gemäß

$$\log q_0 \quad = \quad \begin{cases} -0.43 - 0.053 \cdot T & -5 \leq T \leq 7 \\ -0.38 & T > 7 \end{cases}$$

berechnen (Fouqué et al. 1990; Paturel et al. 1997). Zur weiteren Unterscheidung werden wir die mit $q_0(T)$ bestimmten Inklinationen durch einen Index F kennzeichnen.

$$\cos_F \zeta := \cos_H \zeta(q_0(T)) \tag{4.20}$$

Aus Δv (Δv^c) und $\cos_F \zeta$ erhält man nun recht einfach die maximale Rotationsgeschwindigkeit v_R (v_R^c) nach

$$v_R(v_R^c) = \frac{\Delta v(\Delta v^c)}{2 \cdot \sqrt{1 - \cos^2_F \zeta}} \tag{4.21}$$

In Abbildung 4.11 ist ein Vergleich zwischen den so berechneten Größen v_R und v_R^c dargestellt. Es ergibt sich aus Teil (b) eine ungefähre Abhängigkeit $\rho(v_R) \approx -10^{-3} \cdot v_R + 1.35$.

Es tritt hier weiterhin das Problem auf, daß optisch bestimmte Durchmesser mit radiotechnisch ermittelten Rotationsgeschwindigkeiten in Verbindung gebracht werden, obwohl in Kapitel 4.2 darauf eingegangen wurde, daß die Gültigkeit der Virialbeziehung (4.8) für Durchmesser und dazu korrespondierender Rotationsgeschwindigkeit angenommen wird. Die Verwendung von auf HI–Linienbreiten basierenden Rotationsgeschwindigkeiten wird hier vorgenommen, da ähnlich umfassende Datensätze aus optischen Beobachtungen nicht vorliegen (oder dem Autor nicht bekannt sind).

Im allgemeinen reichen HI–Beobachtungen über optische Beobachtungen räumlich hinaus (Persic, Salucci 1995). Dieses kann bis zu einem Faktor ≥ 2 in der Ausdehnung der Galaxien zwischen δ_{opt} und δ_{HI} führen (z. B. Sofue 1996). Hierbei ist δ_{opt} dem Durchmesser D_{25} der Isophote mit $M_B = 25^m/('')^2$ äquivalent, welcher für eine Freeman–Scheibe identisch ist mit dem Durchmesser, welcher 83 % der totalen integrierten Leuchtkraft enthält (Persic, Salucci 1995). Abbildung 4.12 enthält den Vergleich zwischen unseren gemessenen δ und den aus RC3 ermittelten D_{25}. Es ergibt sich für die II–Galaxien ein gewichtetes Mittel von $\langle \delta/D_{25} \rangle_{II} = 0.91 \pm 0.01$, während die I–Galaxien offenbar keiner besonderen Korrelation zu genügen scheinen. In Kapitel 4.1 wurde bereits erwähnt, daß unsere δ etwa einem D_{23} entsprechen sollten, so daß diese Annahme, wegen $D_{23} < D_{25}$, zumindest qualitativ mit $\langle \delta/D_{25} \rangle_{II}$ übereinstimmt. Da wir nun davon ausgehen, daß die Rotationsgeschwindigkeiten aus Linienbreiten resultieren, die bei ca. 1.5–2 mal δ gemessen wurden, bleibt die Frage, wie sich im Mittel die Rotationskurven außerhalb von $\delta \approx 0.9 \cdot D_{25}$ verhalten. Qualitativ läßt sich dieses gut aus Abbildung 4.13 erkennen, in der der (aus Messungen für mehrere Galaxien gemittelte und durch ein Modell angepaßte) Verlauf der Rotationskurven, aufgrund einer Abhängigkeit von der maximalen Rotationsgeschwindigkeit (im Bild mit V_a bezeichnet), bis $2 \cdot \delta_{opt}$ aufgetragen ist. Man erhält hieraus eine Variation von v_R

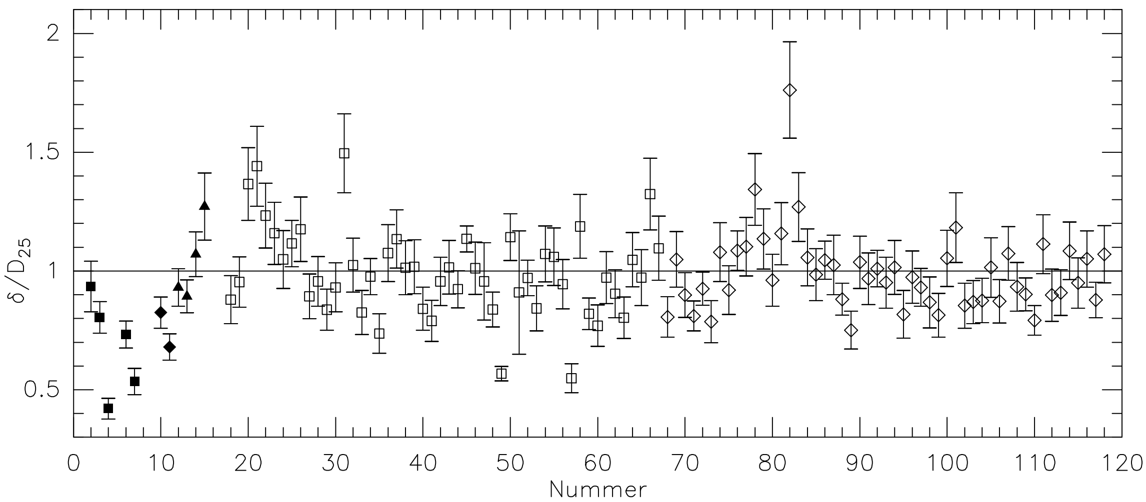


Abbildung 4.12: Gezeigt ist das Verhältnis der Winkeldurchmesser, wie sie aus SB bestimmt (δ) bzw. aus RC3 entnommen wurden (D_{25}; zur Berechnung siehe (B.9), (B.10)). Es fehlen die sechs I–Galaxien, die nicht in SB enthalten sind, da wir von diesen zur weiteren Auswertung sowieso D_{25} benutzen.

für $\delta_{opt} \leq \delta \leq 2 \cdot \delta_{opt}$ von bis zu $\pm 20\%$. Ein Vergleich zwischen Abbildung 4.13 und 4.5 deutet für die 1–Galaxien auf eine Unterschätzung der zu unserem δ korrespondierenden Rotationsgeschwindigkeiten von 0 – 10% hin. Die II,2–Galaxien zeigen dabei eher Abweichungen im Bereich -10 bis 10%. Auswirkungen hiervon auf die Bestimmung von y und $\log \mathcal{V}$ (siehe Kapitel 4.3) werden in Kapitel 4.3.3 besprochen.

Abbildung 4.13: Durch Mittelung von Rotationskurven mehrerer Galaxien und analytische Anpassung an ein Modell erhaltene *universelle* Rotationskurven in Abhängigkeit der mittleren maximalen Rotationsgeschwindigkeit der Galaxien (hier mit V_a bezeichnet). Der Radius R ist in Einheiten des optischen Radius R_{opt} angegeben. R_{opt} entspricht dem Radius, der 83% der totalen integrierten Leuchtkraft enthält (siehe Text; aus Persic et al. 1996). Nach Abbildung 4.12 benötigten wir v_R bei $R/R_{opt} \approx 0.9$.

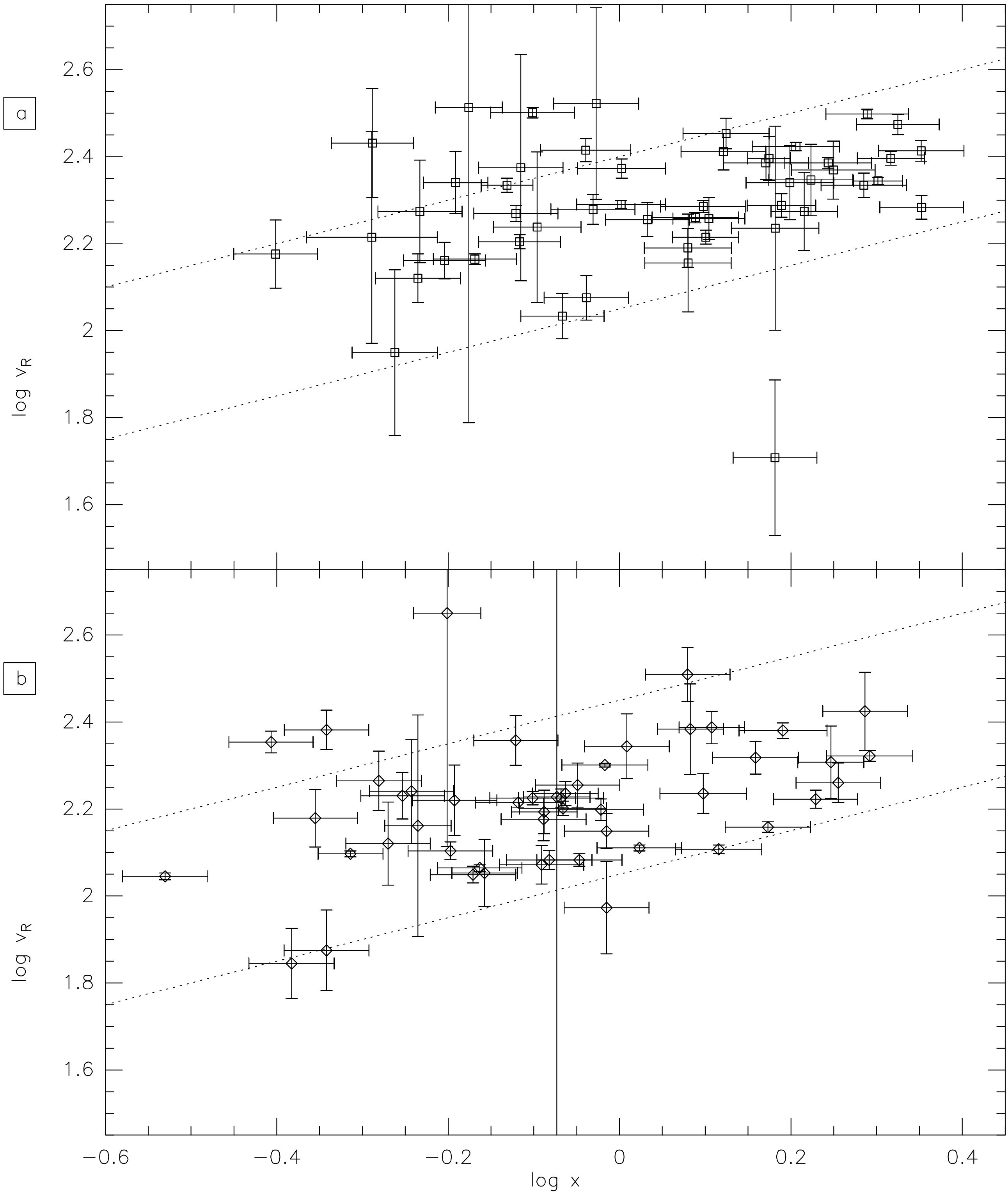


Abbildung 4.14: Der Logarithmus der Rotationsgeschwindigkeit $\log v_R$ aufgetragen gegen $\log x$. Die Einheit von v_R ist km/s, $[x] = 1$. In (a) sind die II,1–Galaxien aufgetragen und in (b) die aus II,2. Die eingezeichneten Geraden haben die Steigung $y_T = 0.5$ (siehe hierzu Kapitel 4.1 (II) und 4.3.3 2.). Zur Erläuterung der Zeichen siehe Tabelle 4.1.

Die Abbildung 4.14 zeigt das Ergebnis für 100 Galaxien aus Teil II. Wir halten daraus folgende Ergebnisse fest:

(1) In (a) zeigt NGC 3642 (Punkt $[0.18 \pm 0.05; 1.71 \pm 0.18]$) ein besonders stark abweichendes Verhalten vom Mittel. Sie stellt eine ($T = 4$)–Galaxie mit relativ hoher Fluchtgeschwindigkeit von $v_E = 1808 \pm 90\ km/s$ dar. Sie ist die Galaxie mit der geringsten Rotationsgeschwindigkeit ($v_R = 51 \pm 21$; Abb. 4.5) und liegt auch mit $R_{25} = 1.20 \pm 0.08$ im Sinne der Diskussion in Kapitel 4.1 (4) ziemlich nahe der angegebenen Grenze. Wir werden deshalb in der weiteren Auswertung NGC 3642 nicht weiter berücksichtigen.

(2) Die Galaxie in (a), die in $\log v_R$ einen Fehler von über 30% aufweist, ist NGC 3344 (Punkt $[-0.18 \pm 0.04; 2.51 \pm 0.72]$). Sie zeichnet sich wiederum durch ein extrem nahe bei 1 liegendes Achsenverhältnis aus ($R_{25} = 1.10 \pm 0.05$) und wird daher ebenfalls im weiteren vernachlässigt.

(3) Ähnliches wie in (2) trifft in (b) auch auf NGC 628 (Punkt $[-0.07 \pm 0.04; 2.23 \pm 1.09]$; $R_{25} = 1.10 \pm 0.05$) zu.

(4) In (b) ebenso wie in der weiteren Auswertung fehlt NGC 4304. Für sie führt $\epsilon = \delta$ auf $\cos_F \zeta = 1$ und deshalb mit (4.21) auf $v_R = \infty$.

(5) NGC 5236 (Punkt $[-0.20 \pm 0.04; 2.65 \pm 0.54]$) liegt als einzige Galaxie in (b) wesentlich außerhalb des durch die beiden Geraden mit Steigung 0.5 eingezeichneten Intervalls. Neben ihrem ebenfalls sehr geringen Achsenverhältnis ($R_{25} = 1.12 \pm 0.05$) weist sie jedoch nur eine sehr kleine Fluchtgeschwindigkeit $v_E = 424 \pm 21\ km/s$ auf und spielt somit für die weitere Auswertung sowieso keine wesentliche Rolle, da nicht davon ausgegangen werden kann, daß sie unserer Voraussetzung (I) (siehe Kapitel 4.2) genügt.

(6) Es seien hier noch die Galaxien angegeben, die aus wenigstens zwei der in Kapitel 4.1 (4) genannten Inklinationsintervalle herausfallen. Da sie in Abbildung 4.14 kein anomales Verhalten zeigen, werden sie in den folgenden Diagrammen mit aufgeführt, sind jedoch durch ein ∇ gekennzeichnet.

- Aus I:

NGC 4321, 5457, 300, 4496 A, 4571

- Aus II,1:

NGC 289, 1433, 1566, 2935, 3147, 4041, 4051, 4303, 4394, 5921, 6217, 6814, 6951, 7217, 7552

- Aus II,2:

NGC 1232, 1288, 2763, 2997, 3184, 3423, 3513, 3631, 3780, 4136, 5068

Wir werden die anschließende Analyse also vorerst mit insgesamt 113 Galaxien (Teil I: 17; II,1: 48; II,2: 48) fortsetzen. Die Abbildungen 4.15 und 4.16 bilden eine Reproduktion von Abbildung 4.14, jedoch unter Berücksichtigung der oben genannten Punkte (1)–(6). In Abbildung 4.17 ist die Verteilung der $\log x$–Werte dargestellt. Speziell mit Hilfe von Abbildung 4.17 (a) & (b) werden wir später die Güte unserer Auswertungsmethode bewerten können, da (hauptsächlich für die Galaxien mit $v_E \geq 1000\ km/s$) die Streuung in den Histogrammen, welche im wesentlichen die Abweichungen von einem einheitlichen Standardwinkeldurchmesser angibt, für die korrigierten Winkeldurchmesser π kleiner sein sollte, als für die gemessenen δ.

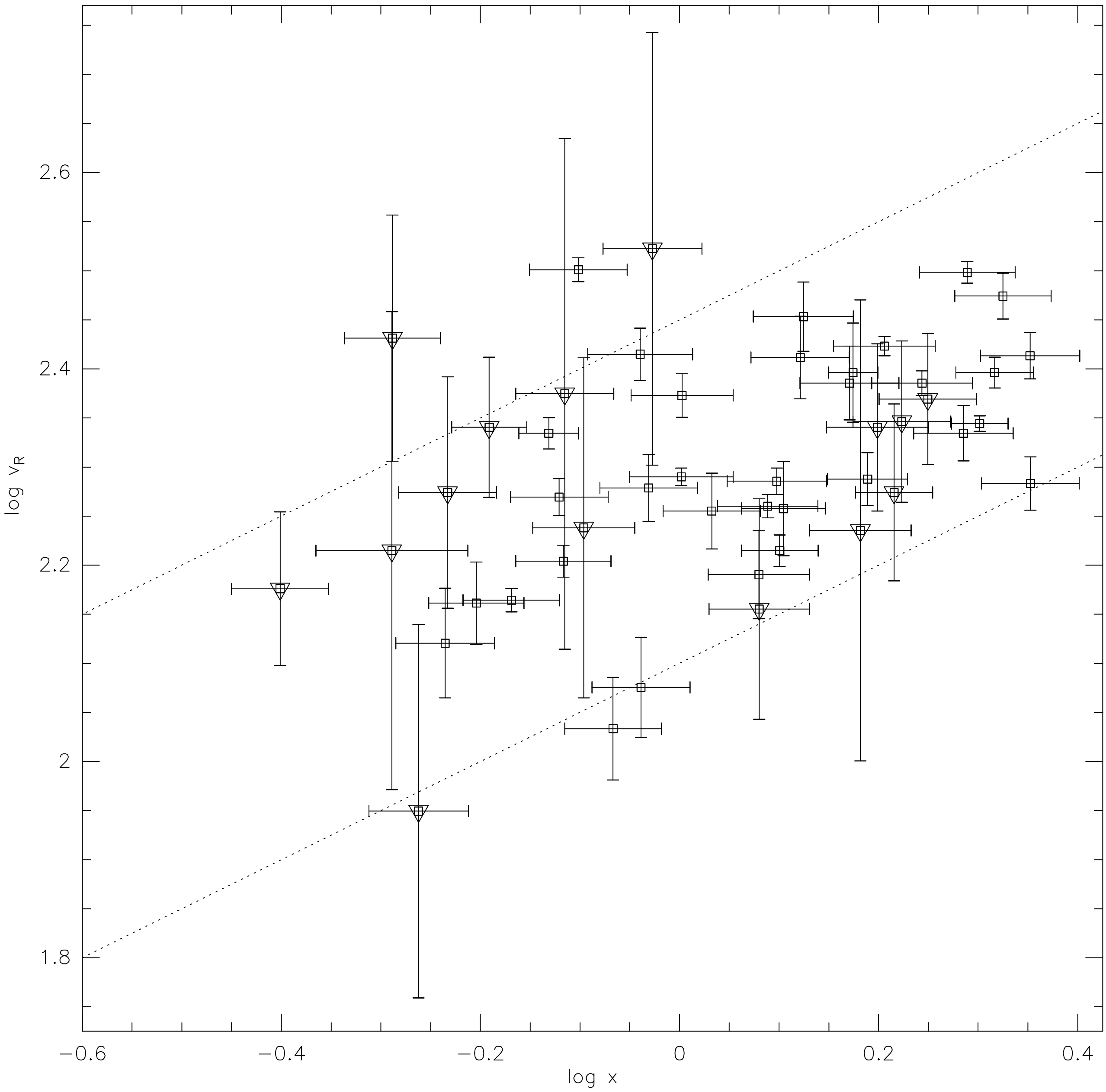


Abbildung 4.15: Reproduktion von Abbildung 4.14 für die II,1–Galaxien ohne die Galaxien NGC 3344 und 3642. Die Kennzeichnung mit einem ∇ bezieht sich auf Galaxien, die in Kapitel 4.3 (6) aufgezählt wurden und bezüglich einer sehr großen oder sehr kleinen Inklination ζ auffallen. Zur Erläuterung der anderen Zeichen siehe Tabelle 4.1.

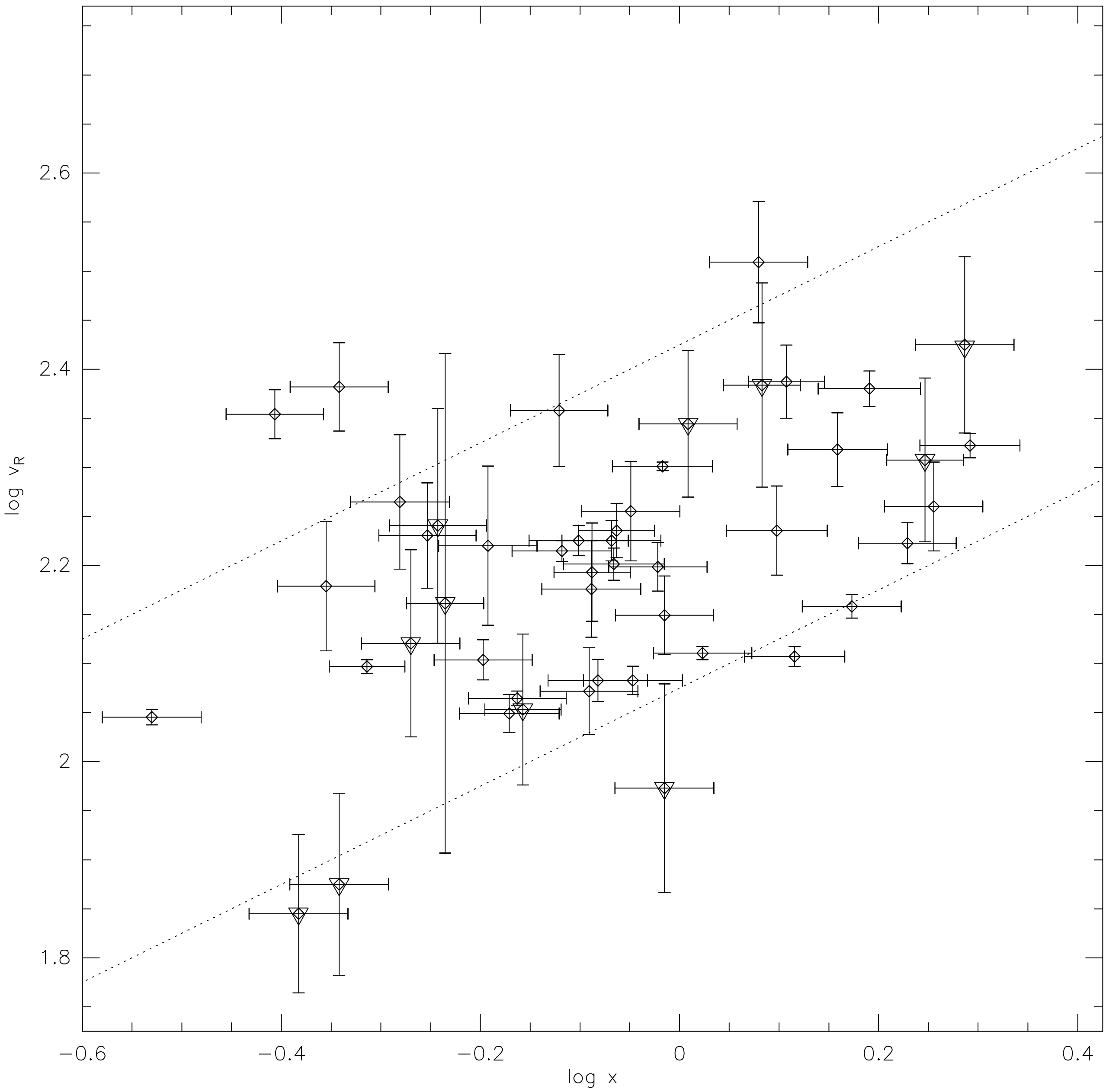


Abbildung 4.16: Reproduktion von Abbildung 4.14 für die II,2–Galaxien ohne die Galaxien NGC 628, 4304 und 5236. Die Kennzeichnung mit einem ∇ bezieht sich auf Galaxien, die in Kapitel 4.3 (6) aufgezählt wurden und bezüglich einer sehr großen oder sehr kleinen Inklination ζ auffallen. Zur Erläuterung der anderen Zeichen siehe Tabelle 4.1.

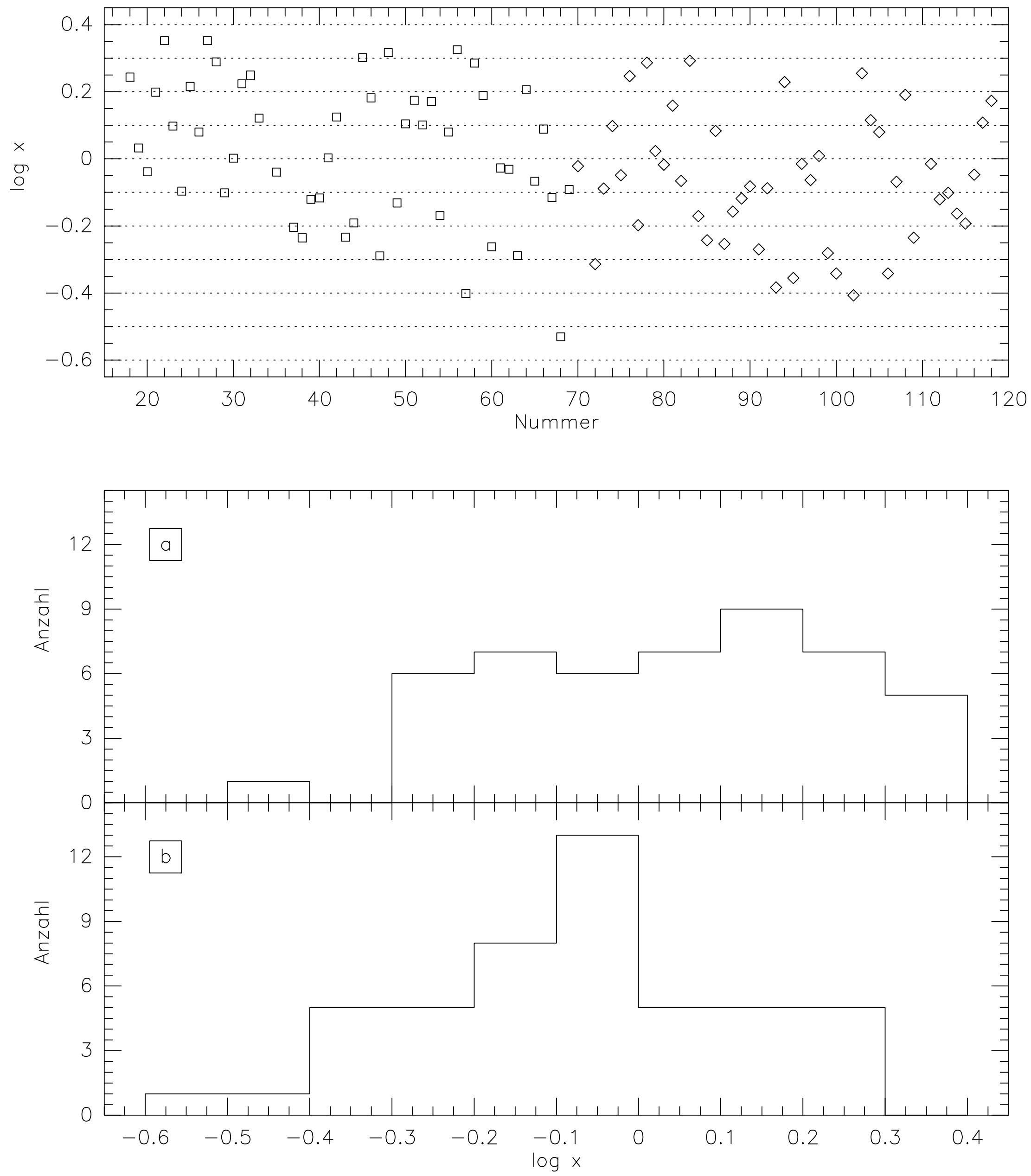


Abbildung 4.17: Oben: Die Verteilung der $\log x$–Werte. Es fehlen die Galaxien NGC 3344, 3642, 628, 4304, 5236 (siehe Kapitel 4.3.2 (1)–(5)). Zur Erläuterung der Zeichen siehe Tabelle 4.1. Unten: Histogramme über die Verteilung der $\log x$–Werte. Teil (a) bezieht sich auf die II,1–Galaxien, (b) auf die aus II,2. Es fehlen ebenfalls die Galaxien NGC 3344, 3642, 628, 4304, 5236.

4.3.3 Die Parameter y und $\log \mathcal{V}$

1. Die erste grobe Abschätzung von y erhält man aus den Abbildungen 4.8 und 4.13 (siehe auch Persic, Salucci 1995 oder Amram et al. 1992). Danach ist es mit den Beobachtungen nicht vereinbar, ein y außerhalb des Intervalls $[0, 1]$ anzunehmen.

2. Einen nächsten Richtwert bietet uns die Arbeit von Theureau et al. (1997; Kapitel 4.1 (II)). Ihre Untersuchung der inversen Tully–Fisher Relation zwischen v_R (bestimmt

aus HI–Linienbreiten) und D_{25} führt zu einer Steigung y (in ihrer Arbeit a') von $y = 0.504 \pm 0.01 =: y_T$. Die von uns verwendeten Winkeldurchmesser δ sind im Durchschnitt einen Faktor $\rho = 0.91$ kleiner als D_{25} (siehe Abb. 4.12). Dieses dürfte aufgrund der logarithmischen Darstellung jedoch keinen Einfluß auf y haben. In die Abbildungen 4.14 bis 4.16 sind deshalb Geraden mit y_T eingezeichnet, um einen Vergleich mit unseren Daten zu gestatten.

3. Die dritte Möglichkeit besteht in der Bestimmung von y nach (4.14) mit den 17 Galaxien aus Teil I. Dieses muß aber für Galaxien verschiedenen Typs getrennt durchgeführt werden, da $\log \alpha$ eine monotone Variation mit dem Galaxientyp T um mehr als 15% zeigt (für $1 \leq T \leq 8$; Theureau et al. 1997). In Abbildung 4.18 ist dazu $\log v_R$ gegen $\log d$ der Galaxien Nummer 1–17 aufgetragen. Durch ein $\diamond$ sind dabei die Punkte gekennzeichnet, für die d mittels D_{25} aus RC3 berechnet wurde, da sie nicht in SB enthalten sind. Tabelle 4.3 enthält die Regressionswerte für y und $\log \alpha$, die sowohl unter Berücksichtigung als auch unter Vernachlässigung der mit einem $\diamond$ oder ∇ markierten Datenpunkte ermittelt wurden. Offensichtlich zeigen sich die Werte für y und $\log \alpha$ wenig kompatibel mit den Ergebnissen von Theureau et al. (1997). Diese Tendenz verschlechtert sich unter Vernachlässigung der gekennzeichneten Datenpunkte in Abbildung 4.18 sogar noch. Ebenfalls verschlechtert sich die Übereinstimmung mit y_T, falls wir obige Rechnungen mit v_R^c anstatt von v_R durchführen. Die sich in diesem Fall für y und $\log \alpha$ ergebenden Werte sind in Tabelle 4.4 angegeben. Betrachtet man nun noch eine Korrektur nach Abbildung 4.13,[5] so erwartet man auf jeden Fall eine Vergrößerung der Steigung y, so daß u. U. eine Übereinstimmung $y_{I,1} \approx y_T$ resultiert, aber es läßt sich wohl nicht schließen, daß diese $y_{I,1}$ und $y_{I,3}$ besser in Einklang bringt.

Tabelle 4.3: Die Angabe der Regressionswerte für y und $\log \alpha$ aus Abb. 4.18. Spalte 2 enthält y unter Berücksichtigung aller Datenpunkte, Spalte 4 die unter Vernachlässigung aller 9 markierten Punkte. Entsprechend für die Spalten 3 und 5.

Teil	y	$\log \alpha$	y	$\log \alpha$
I,1	0.43 ± 0.04	1.72 ± 0.06	0.34 ± 0.06	1.82 ± 0.08
I,2	0.13 ± 0.21	1.95 ± 0.31		
I,3	0.72 ± 0.09	1.10 ± 0.11	0.73 ± 0.09	1.06 ± 0.12

Tabelle 4.4: Die Angabe der Regressionswerte für y und $\log \alpha$ entsprechend zu Tabelle 4.3, allerdings bestimmt mittels v_R^c statt v_R. Spalte 2 und 3 enthalten die Daten unter Berücksichtiung aller Datenpunkte, Spalte 5 und 6 die unter Vernachlässigung der 9 markierten Punkte (siehe Abbildung 4.18).

Teil	y	$\log \alpha$	y	$\log \alpha$
I,1	0.44 ± 0.05	1.66 ± 0.08	0.31 ± 0.07	1.81 ± 0.10
I,2	-0.03 ± 0.22	2.07 ± 0.33		
I,3	0.76 ± 0.12	0.97 ± 0.16	0.81 ± 0.13	0.87 ± 0.17

[5] Diese ist zum Vergleich mit den Resultaten von Theureau et al. 1997 nach 2. jedoch nicht nötig.

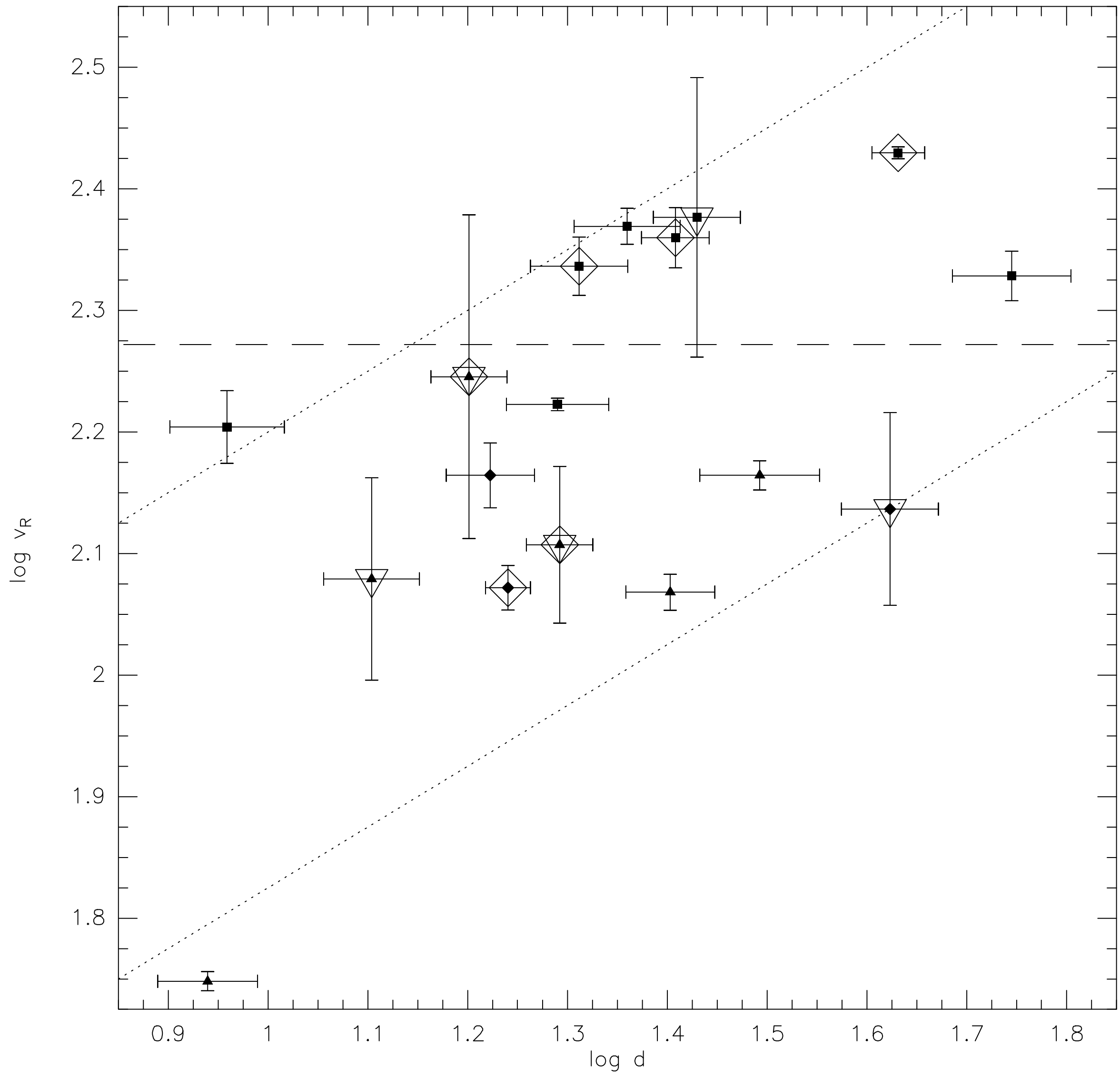


Abbildung 4.18: Der Logarithmus der Rotationsgeschwindigkeit $\log v_R$ aufgetragen gegen den Logarithmus der Durchmesser $\log d$ der Galaxien aus Teil I. Die Einheit von v_R ist km/s, $[d] = kpc$. Umgeben von einem $\diamond$ sind die Datenpunkte der Galaxien, deren δ aus RC3 ermittelt wurde, da von ihnen in SB keine Abbildung vorliegt. Mit ∇ dagegen sind die Punkte gekennzeichnet, die aus mindestens zwei der in Kapitel 4.1 (4) zitierten Inklinationsintervalle herausfallen. Ebenfalls eingezeichnet sind wieder Geraden mit den Steigungen 0.5 sowie die Grenze $v_R = 187\ km/s$, für die gemäß Abbildung 4.13 die Rotationskurve zwischen R_{opt} und $2 \cdot R_{opt}$ nahezu waagerecht verlaufen sollte. Zur Erläuterung der weiteren Zeichen siehe Tabelle 4.1.

4. Schließlich läßt sich die Bestimmung von y auch mit den II–Galaxien durchführen. Die Vorarbeit dazu wurde bereits in den Abbildungen 4.14 bis 4.16 geleistet.

   Wir müssen nun jedoch folgendes beachten: Die Gültigkeit des Virialsatzes ist nicht die einzige Voraussetzung, die uns die Regression der dort gezeigten Daten mittels einer Geraden erlaubt. Wir haben zusätzlich bei der Berechnung von x das lineare Hubble–Gesetz vorausgesetzt. Die Frage ist, ob diese Annahme für alle unsere Galaxien haltbar ist. Sollte dieses nicht erfüllt sein, könnten zwei Fälle eintreten: Entweder zeigen die Galaxien eines bestimmten Fluchtgeschwindigkeitsintervalles überhaupt keine Korrelation zwischen $\log x$ und $\log v_R$, oder sie täuschen durch eine zufällige Korrelation ein (dann wahrscheinlich 'falsches') y vor. Der Untersuchung dieses Sachverhaltes dient Abbildung 4.19, in der die II–Galaxien in verschiedene Intervalle bzgl. v_E eingeteilt sind, um aus ihnen getrennt die Parameter y und $\log \mathcal{V}$ zu erhalten. Die resultierenden Werte beinhaltet Tabelle 4.5.

Tabelle 4.5: Die Regressionsdaten für y und $\log \mathcal{V} = y \cdot \log(\sigma/H_0^*) + \log v_R^*$ nach (4.18) aus Abbildung 4.19 ($[\mathcal{V}] = km/s$). Der linke Teil der Tabelle enthält die aus Berücksichtigung aller Daten in Abbildung 4.19 resultierenden Werte für y und $\log \mathcal{V}$, der rechte Teil die unter Vernachlässigung aller mit ∇ gekennzeichneten Datenpunkte. Im unteren Teil der Tabelle sind die entsprechenden Werte für y und $\log \mathcal{V}$, bestimmt mittels $\log v_R^c$, angegeben.

		Teil	y	$\log \mathcal{V}$	y	$\log \mathcal{V}$
v_R	$v_E < 1000$	II,1	-0.39 ± 0.05	2.39 ± 0.06	-0.41 ± 0.06	2.39 ± 0.06
		II,2	0.36 ± 0.01	2.25 ± 0.07	0.36 ± 0.01	2.25 ± 0.05
	$1000 < v_E$	II,1	0.53 ± 0.03	2.26 ± 0.05	0.55 ± 0.03	2.26 ± 0.05
	< 1500	II,2	0.47 ± 0.04	2.24 ± 0.06	0.46 ± 0.04	2.24 ± 0.07
	$v_E > 1500$	II,1	0.55 ± 0.05	2.21 ± 0.07	0.59 ± 0.06	2.16 ± 0.08
		II,2	0.43 ± 0.07	2.20 ± 0.05	0.43 ± 0.07	2.20 ± 0.05
v_R^c	$v_E < 1000$	II,1	-0.39 ± 0.05	2.34 ± 0.06	-0.41 ± 0.06	2.35 ± 0.06
		II,2	0.14 ± 0.04	2.43 ± 0.07	0.12 ± 0.04	2.15 ± 0.06
	$1000 < v_E$	II,1	0.58 ± 0.05	2.20 ± 0.05	0.62 ± 0.05	2.20 ± 0.05
	< 1500	II,2	0.70 ± 0.07	2.17 ± 0.06	0.67 ± 0.08	2.18 ± 0.06
	$v_E > 1500$	II,1	0.61 ± 0.06	2.14 ± 0.07	0.65 ± 0.07	2.08 ± 0.08
		II,2	0.39 ± 0.09	2.16 ± 0.06	0.39 ± 0.09	2.16 ± 0.06

(a) Man erkennt, daß die Werte für y kaum und die von $\log \mathcal{V}$ nur in wenigen Fällen davon abhängen, ob die mit ∇ gekennzeichneten Datenpunkte mitberücksichtigt werden oder nicht.

(b) Es scheint für die Galaxien mit $v_E < 1000$ km/s gerade eine der beiden oben genannten Alternativen zuzutreffen, nämlich, daß keine besonders ausgeprägte Korrelation zwischen $\log v_R$ und $\log x$ zu bestehen scheint.

(c) Die Verwendung der korrigierten Rotationsgeschwindigkeiten v_R^c zur Bestimmung von y führt wie schon bei den I–Galaxien zu größeren Diskrepanzen bezüglich y_T.

(d) Die beiden Bereiche 1000 $km/s < v_E < 1500$ km/s und $v_E > 1500$ km/s zeigen sich bzgl. y sowohl untereinander (im Rahmen der Fehler) als auch (für v_R) mit 2. kompatibel.

Wir hatten bereits unter Abbildung 4.12 darauf hingewiesen, daß die Verwendung von HI–Linienbreiten in Zusammenhang mit optisch bestimmten Durchmessern zu einer eventuell nicht vernachlässigbaren Korrektur führen wird. Wie man unseren Ausführungen bezüglich Abbildung 4.13 entnehmen kann, sollten dabei die Rotationsgeschwindigkeiten aller Galaxien mit $v_R > 187\ km/s$ einen Korrekturfaktor $\omega > 1$ erhalten und alle mit $v_R < 187\ km/s$ einen mit $\omega < 1$. Dieses wird auf jeden Fall zu einer Vergrößerung der Virialsteigung y führen.[6] Um qualitativ den Einfluß dieser Korrektur auf y und $\log \mathcal{V}$ abschätzen zu können, ist in Abbildung 4.19 die Rotationsgeschwindigkeitsgrenze $v_R = 187\ km/s$ eingezeichnet.[7] Da die $\log x$–Werte eine ungefähr symmetrische Anordnung um Null zeigen (siehe auch Abb. 4.17),[8] gehen wir nicht davon aus, daß $\log \mathcal{V}$ einer (wesentlichen) Korrektur bedarf.[9]

Fazit:
Zur weiteren Auswertung, d. h. zur Bestimmung von H_0, werden wir

(I) alle in Abbildung 4.19 gezeigten Galaxien mit $v_E > 1000\ km/s$ verwenden,

(II) y im Bereich 0.40 bis 0.70 variieren, und zwar gemäß $y_i := 0.4 + i \cdot 0.05$, $i \in [0, 6]$. Diese Vorgehensweise bietet uns drei Vorteile: Erstens beinhaltet oben gewähltes Intervall den Wert y_T nach Theureau et al. 1997. Zweitens ist die obere Grenze von 0.70 (zumindest für die mit v_R bestimmten Werte von y) hoch genug, um noch eine Korrektur bzgl. Abbildung 4.13 berücksichtigen zu können. Drittens gestattet uns obige Vorgehensweise, einen systematischen Einfluß (bzw. dessen Größe) von y auf H_0 aufzuzeigen. Dieses ist auch deshalb wichtig, da, wie man anhand von Tabelle 4.5 sehen kann, eine eindeutige Bestimmung von y mit den uns vorliegenden Daten kaum erreichbar scheint.

(III) Die $\log \mathcal{V}$–Werte zeigen beim Übergang vom ($1000\ km/s < v_E < 1500\ km/s$)–Intervall zum Bereich mit $v_E > 1500\ km/s$ eine gewisse monotone Abweichung. Die Werte stimmen aber im Rahmen ihrer Fehler überein, so daß wir hier ihre gewichteten Mittel bestimmen, unterteilt in die vier in Tabelle 4.6 angegebenen Kategorien. Eine Variation von $\log \mathcal{V}$ ähnlich der von y in (II) wird hier nicht vorgenommen, da der systematische Einfluß von $\log \mathcal{V}$ auf H_0 leicht aus (4.25) abzulesen ist.

Tabelle 4.6: Angabe der Werte von $\log \mathcal{V}$, wie sie im weiteren Verlauf der Auswertung verwendet werden, aufgeteilt in vier Bereiche. Die Werte wurden durch gewichtete Mittelung aus Tabelle 4.5 für die Galaxien mit $v_E > 1000\ km/s$ gewonnen.

	II,1	II,2
v_R	2.24 ± 0.03	2.22 ± 0.03
v_R^c	2.17 ± 0.03	2.17 ± 0.03

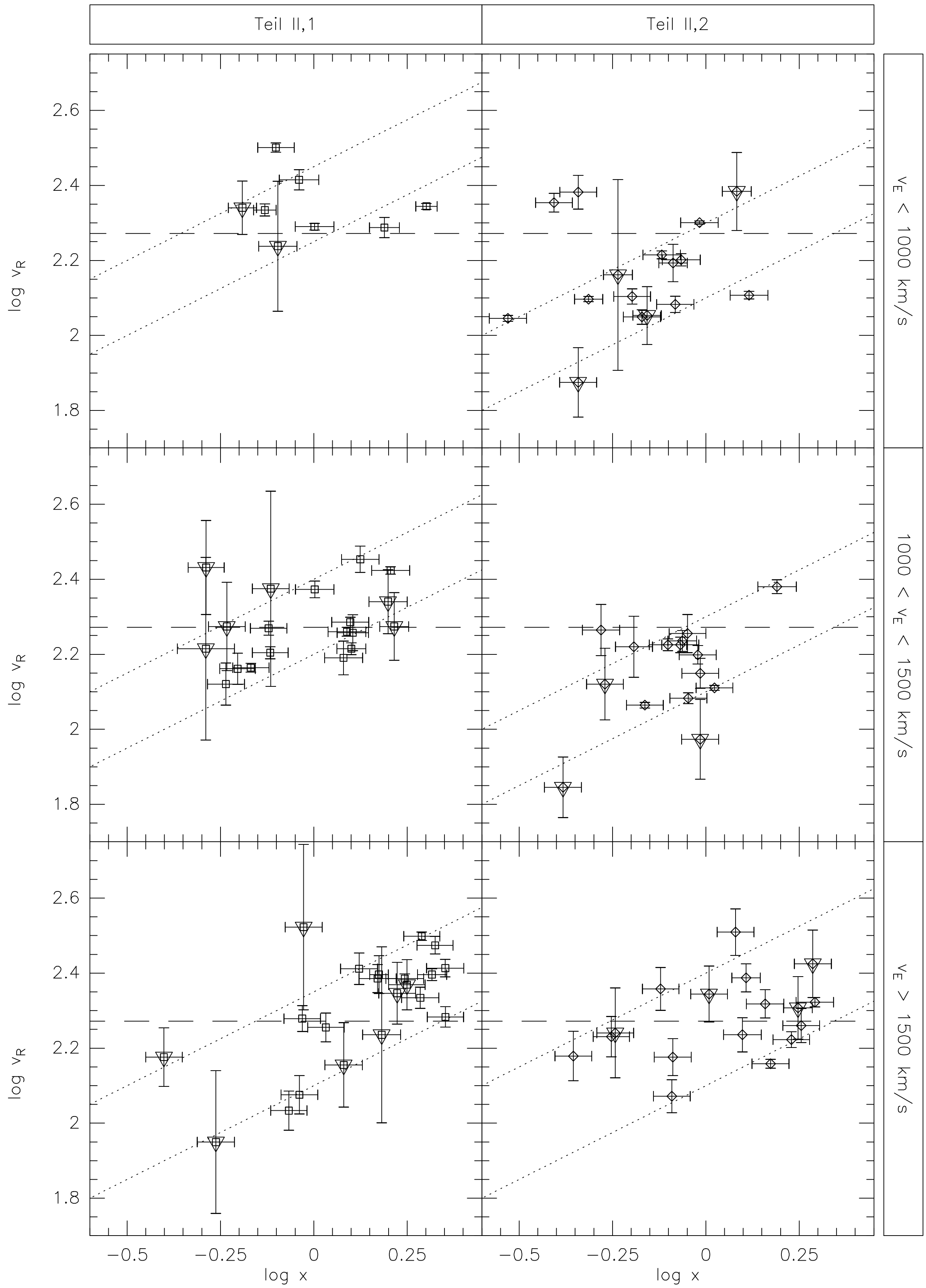
[6] Zumindest solange $y > 0$ ist und es Sinn macht, überhaupt von einer Korrelation zwischen $\log v_R$ und $\log x$ zu sprechen.

[7] Siehe hierzu die Beschriftung von Abbildung 4.18.

[8] Dieses stellt natürlich ein Artefakt des gewählten σ in Abbildung 4.10 dar.

[9] Beachte: Wir mitteln zwischen den beiden Intervallen mit $v_E > 1000\ km/s$.

Abbildung 4.19: Aufschlüsselung von Abbildung 4.16 in verschiedene Fluchtgeschwindigkeitsintervalle. Eingezeichnet ist, wie in Abbildung 4.18, die Rotationsgeschwindigkeit $v_R = 187\ km/s$. Für nähere Erläuterungen siehe Text.



4.3.4 H_0 die Erste: Vorgabe von H_0^*

Wir hatten bereits in Kapitel 4.3 darauf aufmerksam gemacht, daß von den vier zur Bestimmung von H_0 benötigten Größen y, d^*, v_R^* und H_0^* eine gesternte Größe einen freien Parameter darstellt. Wir wollen uns zuerst H_0^* vorgeben, bestimmen daraus v_R^* mittels y und $\log \mathcal{V}$ gemäß

$$v_R^* = \mathcal{V} \cdot \left(\frac{H_0^*}{\sigma}\right)^y \tag{4.22}$$

und benutzen anschließend die I–Galaxien zur Berechnung von d^* via

$$\begin{aligned} d^* &= d \cdot \left(\frac{v_R^*}{v_R}\right)^{1/y} \\ &= H_0^* \cdot \frac{d}{\sigma} \cdot \left(\frac{\mathcal{V}}{v_R}\right)^{1/y} \end{aligned}$$

Damit ergibt sich

$$\begin{aligned} H_0 &= \frac{H_0^*}{d^*} \\ &= \frac{\sigma}{d} \cdot \left(\frac{v_R}{\mathcal{V}}\right)^{1/y} \end{aligned} \tag{4.23}$$

Die hier scheinbar auftretende explizite **Abhängigkeit des Hubble–Parameters von σ verfällt**, da man anhand von (4.17) und (4.18) erkennt, daß $\sigma \cdot \mathcal{V}^{-1/y}$ unabhängig von σ ist.

4.3.5 H_0 die Zweite: Vorgabe von d^*

Diesmal geben wir uns d^* vor, nutzen die I–Galaxien zur Berechnung von v_R^*

$$v_R^* = v_R \cdot \left(\frac{d^*}{d}\right)^y \tag{4.24}$$

und verwenden dieses Ergebnis weiter zur Bestimmung von H_0^*

$$\begin{aligned} H_0^* &= \sigma \cdot \left(\frac{v_R^*}{\mathcal{V}}\right)^{1/y} \\ &= d^* \cdot \frac{\sigma}{d} \cdot \left(\frac{v_R}{\mathcal{V}}\right)^{1/y} \end{aligned}$$

Damit ergibt sich wie schon in Kapitel 4.3.3 dieselbe Formel für H_0 wie (4.23).

4.3.6 H_0 die Dritte: Vorgabe von v_R^*

Ähnliche Überlegungen wie oben führen auf

$$\begin{aligned} H_0^* &= \sigma \cdot \left(\frac{v_R^*}{\mathcal{V}}\right)^{1/y} \\ d^* &= d \cdot \left(\frac{v_R^*}{v_R}\right)^{1/y} \end{aligned}$$

und somit zum bekannten Resultat (4.23).

Da wir uns nun explizit davon überzeugt haben, daß alle drei Alternativen auf dasselbe H_0 führen, geben wir in Tabelle 4.7 und den Abbildungen 4.20 und 4.21 die entsprechenden Werte wieder. Wir haben jedoch die Bestimmung von H_0 nicht direkt mit (4.23) durchgeführt, sondern noch zwei Korrekturen vorgenommen.

Wir hatten bereits bei der Besprechung der Abbilung 4.18 (Kapitel 4.3.2 1.) darauf verwiesen, daß eine vernünftige Bestimmung der Virialsatzparameter nur mit den I–Galaxien, die weder durch ein $\diamond$ noch durch ein ∇ gekennzeichnet waren, auf keine sinnvollen Resultate führt, da einfach zu wenig Datenpunkte übrigbleiben. Bei der Bestimmung von y spielte dieses jedoch keine besonders große Rolle, da wir diesen Parameter auch mit den II–Galaxien bestimmen konnten. Bei der Berechnung von H_0 mittels (4.23) würde dieses allerdings eine wesentliche Einschränkung bedeuten. Wir können aber andererseits davon ausgehen, daß die Benutzung von D_{25} aus RC3 zur Bestimmung von H_0 ein homogeneres Ergebnis liefern sollte. Jetzt wissen wir aus Abbildung 4.12, daß zwischen δ und D_{25} eine ungefähre Korrelation von $\kappa := \langle \delta / D_{25} \rangle \approx 0.91 \pm 0.01$ besteht. Wir erwarten also ein besseres Ergebnis für H_0, wenn wir dieses gemäß

$$H_0 = \frac{1}{\kappa} \cdot \frac{\delta}{D_{25}} \cdot \frac{\sigma}{d} \cdot \left(\frac{v_R}{\mathcal{V}} \right)^{1/y} \tag{4.25}$$

berechnen. In den Abbildungen 4.20 und 4.21 sind jeweils obige Werte von H_0 für $i = 0, 2, 4, 6$ eingezeichnet.

Kommen wir zur Diskussion der in Tabelle 4.7 enthaltenen Daten.

A Wir sollten mit den Ergebnissen für die 1–Galaxien beginnen. Hierzu wurden y und $\log \mathcal{V}$ mittels der II,1–Galaxien und H_0 schließlich mittels der I,1–Galaxien bestimmt. Wie wir aus Tabelle 4.5 erkennen konnten, sollten uns diese Galaxien die bessere Abschätzung für H_0 ermöglichen, denn zusätzlich haben wir auch im Teil I,1 die meisten Eichgalaxien zur Verfügung. Offensichtlich hat die Vernachlässigung des einzigen mit einem ∇ gekennzeichneten Datenpunktes (NGC 4321) keinen nennenswerten Einfluß auf H_0:

$$H_0 \quad \approx \quad H_0^{\nabla} \quad \text{für Teil I,1; II,1}$$

Ebenfalls nur einen geringen Einfluß bewirkt die Berechnung von H_0 mittels v_R^c an Stelle von v_R. Dieses Ergebnis läßt sich leicht verstehen: Aus Abbildung 4.11 entnehmen wir, daß die I,1–Galaxien ziemlich genau $\rho = 1.13$ erfüllen. Andererseits ergibt sich (Tabelle 4.7) bei der Benutzung von v_R ein $\log \mathcal{V}$ von 2.24, bei der Verwendung von v_R^c ein $\log \mathcal{V}$ von 2.17. Da in die Bestimmung von H_0 nach (4.25) der Quotient der Rotationsgeschwindigkeit zu $\mathcal{V}$ eingeht, folgt mit $\rho \approx 10^{2.24}/10^{2.17}$ oben gemachte Feststellung. Weiterhin läßt sich in dem hier betrachteten Wertebereich von y kein sehr stark ausgeprägter systematischer Einfluß auf H_0 erkennen. Dies bedeutet aber auch, daß $\log \mathcal{V}$ **die entscheidende Größe zur Bestimmung von $\mathbf{H_0}$ darstellt**. Berücksichtigt man die in Tabelle 4.7 angegebenen Fehler mit, so erhält man

75	$\leq$	$H_0\ [km/s/Mpc]$	$\leq$	92	für Teil I,1; II,1 mit v_R
78	$\leq$	$H_0\ [km/s/Mpc]$	$\leq$	98	für Teil I,1; II,1 mit v_R^c
75	$\leq$	$H_0\ [km/s/Mpc]$	$\leq$	98	für Teil I,1; II,1

B Die Werte für den Hubble–Parameter, bestimmt mit den 2–Galaxien, weisen drei Besonderheiten auf. Zum Ersten hat die Vernachlässigung von NGC 5457, dem einzigen mit ∇ gekennzeichneten Datenpunkt im Bereich I,2, einen ziemlich großen Einfluß. Dieses wird einem anhand von Abbildung 4.21 aber leicht plausibel. Zum Zweiten wird H_0 durch die Verwendung der korrigierten Rotationsgeschwindigkeiten v_R^c sehr erheblich erniedrigt. Der Grund hierfür liegt darin, daß $\langle v_R/v_R^c\rangle \approx 1.2 > 10^{2.22}/10^{2.17} \approx 1.12$ gilt.

Tabelle 4.7: Die gewichteten Mittel des Hubble–Parameters H_0 berechnet mit (4.25) für $\kappa = 0.91 \pm 0.01$; $\sigma = 2\ km/s$; $\log \mathcal{V}$ aus Tabelle 4.6. Unterschieden ist, ob H_0 mit v_R oder v_R^c bestimmt wurde und ob das Mittel unter Berücksichtigung oder Vernachlässigung (H_0^∇) der mit einem ∇ gekennzeichneten Punkte erfolgte.

$\log \mathcal{V}$ $[\mathcal{V}] = km/s$	Teil	mit v_R	mit v_R^c	y	i	H_0 $[km/s/Mpc]$	H_0^∇ $[km/s/Mpc]$
2.24 ± 0.03	1	$\times$		0.40	0	83.64 ± 8.43	83.23 ± 8.47
				0.45	1	83.46 ± 7.62	83.07 ± 7.66
				0.50	2	82.99 ± 6.98	82.62 ± 7.03
				0.55	3	82.36 ± 6.47	82.01 ± 6.52
				0.60	4	81.65 ± 6.05	81.32 ± 6.10
				0.65	5	80.90 ± 5.70	80.60 ± 5.75
				0.70	6	80.14 ± 5.41	79.86 ± 5.46
2.17 ± 0.03	1		$\times$	0.40	0	88.63 ± 9.55	88.20 ± 9.60
				0.45	1	88.15 ± 8.55	87.76 ± 8.61
				0.50	2	87.39 ± 7.77	87.04 ± 7.83
				0.55	3	86.49 ± 7.15	86.19 ± 7.21
				0.60	4	85.54 ± 6.64	85.27 ± 6.71
				0.65	5	84.58 ± 6.22	84.35 ± 6.29
				0.70	6	83.63 ± 5.87	83.43 ± 5.94
2.22 ± 0.03	2	$\times$		0.40	0	45.22 ± 7.42	61.00 ± 9.68
				0.45	1	47.94 ± 7.15	66.07 ± 9.47
				0.50	2	50.11 ± 6.89	70.34 ± 9.25
				0.55	3	51.87 ± 6.64	73.98 ± 9.02
				0.60	4	53.31 ± 6.41	77.12 ± 8.80
				0.65	5	54.50 ± 6.21	79.86 ± 8.61
				0.70	6	55.49 ± 6.02	82.28 ± 8.42
2.17 ± 0.03	2		$\times$	0.40	0	31.01 ± 6.66	48.33 ± 9.88
				0.45	1	33.91 ± 6.56	53.84 ± 9.86
				0.50	2	36.37 ± 6.43	58.58 ± 9.76
				0.55	3	38.46 ± 6.29	62.68 ± 9.62
				0.60	4	40.26 ± 6.14	66.26 ± 9.46
				0.65	5	41.82 ± 5.99	69.41 ± 9.29
				0.70	6	43.18 ± 5.84	72.21 ± 9.13

Abbildung 4.20: H_0, berechnet aus (4.25), für die I–Galaxien. Die Berechnung erfolgte mit $\log\mathcal{V} = 2.24 \pm 0.03$ (schwarz) bzw. $\log\mathcal{V} = 2.17 \pm 0.03$ (hellgrün), d. h. der Bestimmung von $\log\mathcal{V}$ liegen die II,1–Galaxien zugrunde (Tabelle 4.6). Die eingezeichneten, waagerechten Geraden geben dementsprechend die gewichteten Mittel von H_0 für die I,1–Galaxien unter Berücksichtigung auch der mit ∇ gekennzeichneten Punkte an (Tabelle 4.7). Der jeweils verwendete Wert von y ist in den Diagrammen oben rechts angegeben.

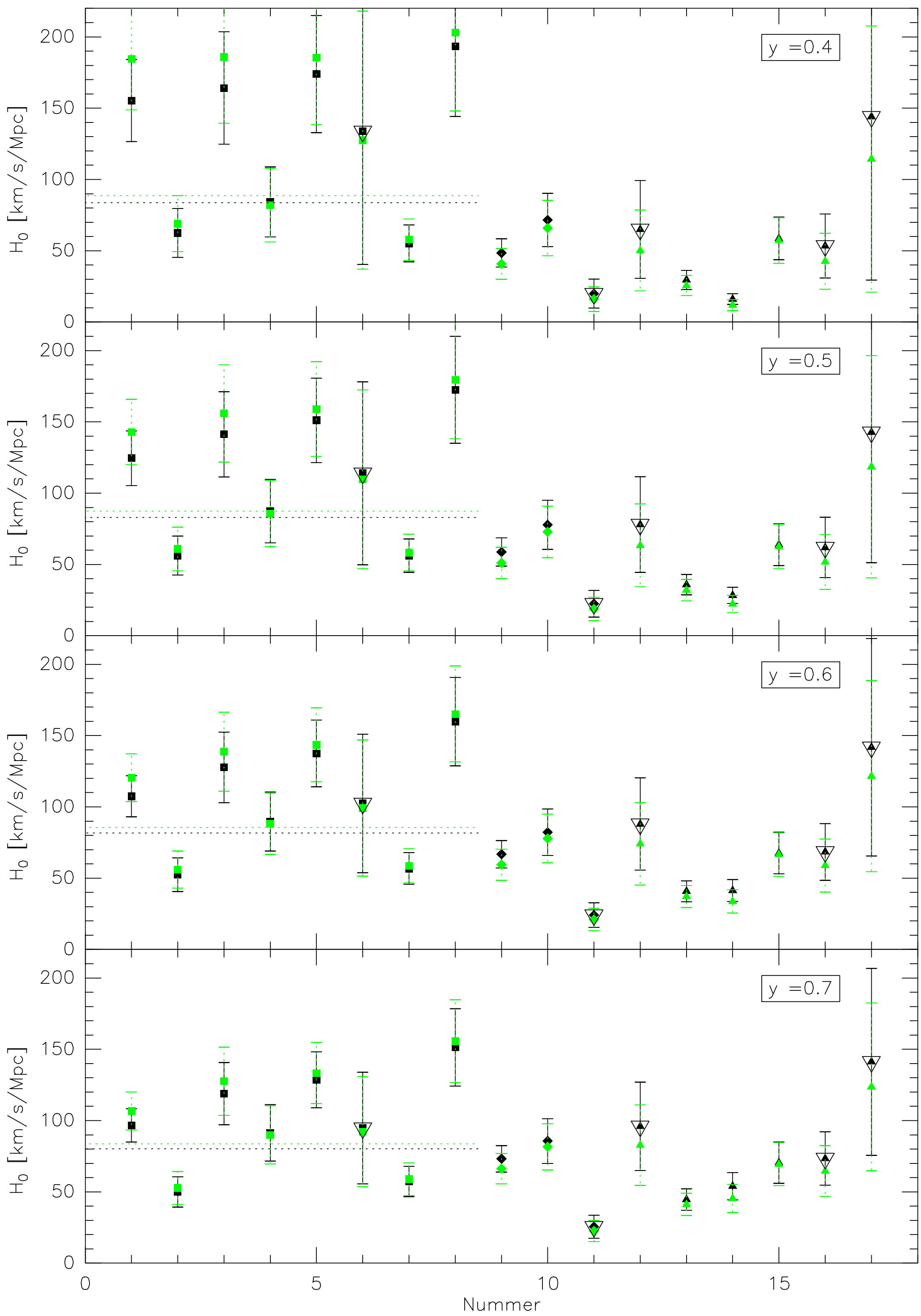
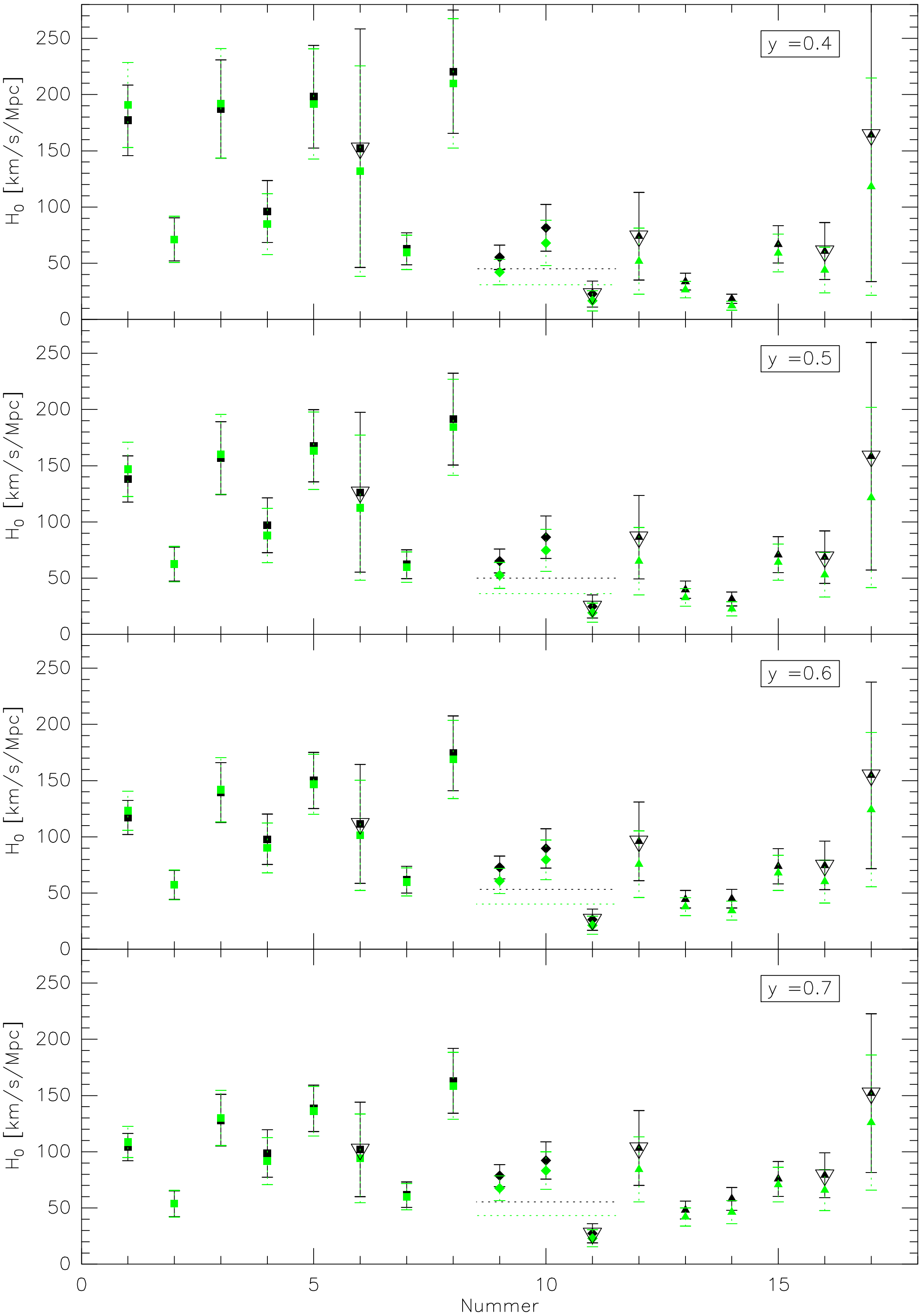


Abbildung 4.21: H_0, berechnet aus (4.25), für die I–Galaxien. Die Berechnung erfolgte mit $\log \mathcal{V} = 2.22 \pm 0.03$ (schwarz) bzw. $\log \mathcal{V} = 2.17 \pm 0.03$ (hellgrün), d. h. der Bestimmung von $\log \mathcal{V}$ liegen die II,2–Galaxien zugrunde (Tabelle 4.6). Die eingezeichneten, waagerechten Geraden geben dementsprechend die gewichteten Mittel von H_0 für die I,2–Galaxien unter Berücksichtigung auch der mit ∇ gekennzeichneten Punkte an (Tabelle 4.7). Der jeweils verwendete Wert von y ist in den Diagrammen oben rechts angegeben. Beachte die unterschiedliche Skalierung der Ordinate gegenüber Abbildung 4.20.



Zum Dritten erkennt man im Gegensatz zu den 1–Galaxien, daß sich H_0 systematisch mit y vergrößert. Diese Tendenz hält sogar noch für sehr unrealistische Werte von y an: $y = 3$: $H_0^\nabla = 111.28 \pm 6.63\ km/s/Mpc$ für v_R und $H_0^\nabla = 107.50 \pm 6.75\ km/s/Mpc$ für v_R^c. Anhand von Tabelle 4.7 erkennt man nun definitiv, daß im Rahmen der hier vorgenommenen Auswertung die 2–Galaxien keine vernünftige Aussage über H_0 zulassen. Es bestätigt sich somit das bereits mehrfach vermutete abweichende Verhalten der 2–Galaxien (siehe Kapitel 4.1 (I), 4.3.3 Tab. 4.3 und 4.4).

C Wir weisen hier darauf hin, daß im Rahmen der oben durchgeführten Auswertung die I,3–Galaxien keine Verwendung finden, da für diese keine Werte für $\log \mathcal{V}$ vorliegen. Als Beispiel einer Arbeit, die solche Spättyp–Galaxien zur Bestimmung von H_0 benutzt, sei Sandage 1988a erwähnt.

4.4 Bewertung

Wir waren bisher in der Lage, unter Zugrundelegung des Virialsatzes in der Form (4.14) bzw. (4.18) die Bestimmung des Hubble–Parameters H_0 durchzuführen. Es zeigte sich, daß die Galaxienklassifizierung T einen nicht zu vernachlässigenden Einfluß auf die Güte der Auswertung hat, als da wären

- größere relative Fehler,
- stärkere Variation mit y und
- die Diskrepanz zwischen den Werten basierend auf der Verwendung von v_R gegenüber der von v_R^c

bei Benutzung der 2–Galaxien. Wie in Anhang C gezeigt wird, sollte $H_0(v_R)/H_0(v_R^c) \approx 1$ gelten. Diese Tendenz ist zwar aus Tabelle 4.7 für 1–Galaxien nahezu gegeben, zur Erklärung des dritten oben angesprochenen Punktes reicht dies jedoch nicht.

Wir hatten bereits in Bezug auf Abbildung 4.17 darauf hingewiesen, daß die bisherige Bestimmung von y und $\log \mathcal{V}$ und die hiermit durchgeführte Berechnung von H_0 nur dann als sinnvoll und zuverlässig angesehen werden kann, wenn sich zeigt, daß die Relation $v_E \cdot \pi = H_0^*$ genügend gut erfüllt ist. Was aber heißt genügend?

Es sollte auf jeden Fall die Streuung in den Diagrammen, die den Abbildungen 4.10 und 4.17 entsprechen, ersichtlich abnehmen. Quantitativ läßt sich dieses nicht eindeutig festlegen. Der Idealfall der <u>strengen</u> Gültigkeit sowohl von linearem Hubble–Gesetz als auch Virialsatz liegt jedoch dann vor, wenn die Streuung der Größe $\pi \cdot v_E$ exakt Null beträgt.

Die Berechnung der korrigierten Winkeldurchmesser π erfolgt gemäß (4.13)

$$\pi_i \quad = \quad \delta \cdot \left(\frac{v_R^*}{v_R}\right)^{1/y_i}$$

bzw. entsprechend für π_i^c mit der Ersetzung $v_R \to v_R^c$. Die resultierenden Werte sind für $y_0, ..., y_6$ in Anhang B.3 (Spalte D_0–E_6) angegeben. Wie zu Beginn von Kapitel 4.3.6 gezeigt wurde, haben wir die Möglichkeit, z. B. $\mathbf{v_R^*}$ **frei zu wählen**. Wir werden hier von dieser Eichfreiheit Gebrauch machen und $v_R^* = 230\ km/s$ setzen. Dieses geschieht nur aus dem

Grunde, daß die Werte von π nun etwa in derselben Größenordnung liegen, wie die von δ, was uns einen Vergleich erleichtern soll.

Des weiteren sind in Anhang B.3 (Spalte F_0–G_6) die Größen

$$\log x_i = \log(v_E \cdot \pi_i) - \log \sigma \tag{4.26}$$

bzw. $\log x_i^c$ angegeben, mit deren Hilfe wir Histogramme ähnlich Abbildung 4.17 erstellen werden. Diese sind in den Abbildungen 4.22 bis 4.27 gezeigt, jedoch unter Fortlassung aller mit einem ∇ oder $\Box$ gekennzeichneten Galaxien ebenso wie all jener, deren Fluchtgeschwindigkeit $v_E < 1000\ km/s$ beträgt. Die Vernachlässigung dieser 'nahen' Galaxien erfolgt deshalb, da die Festlegung bzgl. y und $\log \mathcal{V}$ in Kapitel 4.3.3 (III) nur mit den Galaxien vorgenommen wurde, für die $v_E > 1000\ km/s$ gilt. Eine Verringerung der Streuung var mit den dort angegebenen Werten für y und $\log \mathcal{V}$ läßt sich also auch nur für diese entfernteren Galaxien erwarten. Weiterhin wird in Abbildung 4.28 das Diagramm 4.17 reproduziert, jedoch ebenfalls unter Vernachlässigung der mit einem $\Box$ oder ∇ gekennzeichneten Galaxien bzw. derer mit $v_E < 1000\ km/s$. Da diese Galaxien auch in den Diagrammen 4.22 bis 4.27 nicht auftreten, ist nur so ein Vergleich möglich. Dabei sind alle Histogramme im selben Maßstab angegeben, um den Einfluß von y besser sichtbar zu machen. In der folgenden Tabelle 4.8 werden für alle Diagramme die Streuungen var eingetragen, und zwar unterteilt nach ihrer Bestimmung aus $\log x_i$, $\log x_i^c$, mit den II,1– oder den II,2–Galaxien.

Tabelle 4.8: Die nach (4.27) berechneten Streuungen var_i der $\log x_i$ bzw. $\log x_i^c$–Werte für $i \in \{0, ..., 6\}$ und zusätzlich unterteilt, ob sie mit den II,1– oder den II,2–Galaxien ermittelt werden. In den Abbildungen 4.22 bis 4.27 sind jeweils immer nur die $\log x_i$–Werte eingezeichnet.

Abb.	y	var			
		1		2	
		v_R	v_R^c	v_R	v_R^c
4.22	0.40	0.217	0.265	0.284	0.287
	0.45	0.189	0.228	0.257	0.261
4.23	0.50	0.168	0.200	0.237	0.240
4.24	0.55	0.152	0.178	0.222	0.225
4.25	0.60	0.141	0.162	0.210	0.212
4.26	0.65	0.133	0.150	0.201	0.203
4.27	0.70	0.127	0.140	0.193	0.195
4.28		0.174		0.172	

Die Streuungen werden dabei gemäß

$$var_i = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{k=1}^{n} [(\log x_i)_k - \langle \log x_i \rangle]^2} \quad , \tag{4.27}$$

berechnet. Für die II,1 Galaxien beträgt $n = 27$, für die II,2 Galaxien ist $n = 25$. In Anhang C.2 wird gezeigt, daß (4.27) unabhängig von der Wahl von v_R^* ist.

Anhand von Tabelle 4.8 lassen sich zwei wichtige Erkenntnisse gewinnen. **(A)** Wiederum zeigen die 1–Galaxien das eindeutig bessere Verhalten im Vergleich zu den 2–Galaxien.

Ihre Streuung nimmt deutlich mit zunehmendem y ab und ab $y = 0.5$ zeigt sich eine Verbesserung der mittels der korrigierten Winkeldurchmesser π bestimmten $\log x$–Werte gegenüber den aus δ bestimmten. Derselbe Trend ist auch unter Benutzung der mit v_R^c bestimmten Daten erkennbar. Insgesamt liegen letztere Streuungen aber um etwa 10–20 % über denen, die unter Benutzung von v_R ermittelt wurden. **(B)** Ein ebenfalls deutlich abfallendes Verhalten in var mit zunehmendem y zeigen zwar auch die 2–Galaxien, hier wird aber selbst für y_6 die aus den Originaldaten bestimmte Streuung von $var = 0.172$ nicht unterschritten. Man muß also annehmen, daß entweder: **(B1)** der Virialsatzparameter y für die 2–Galaxien wesentlich über dem für die 1–Galaxien liegen muß, falls der beobachtete Trend zwischen var und y erhalten bleibt. Dieses zeigt sich aber nicht im Einklang mit den Daten aus Tabelle 4.7. **(B2)** Oder wir stoßen hier wieder auf einen Hinweis darauf, daß **die in Kapitel 4.2 angegebenen Voraussetzungen für die 2–Galaxien nicht gut genug erfüllt sind**, um eine vernünftige Bestimmung von H_0 zu gewährleisten.

Oben beschriebenes Verhalten von var läßt sich bereits qualitativ anhand der Abbildungen 4.22 bis 4.27 erkennen. So bildet sich in den jeweiligen Teilen (a) der Diagramme mit zunehmendem y klar ein immer ausgeprägteres Maximum im Bereich $[0.1, 0.2]$ heraus, dessen Höhe erst wieder für $y = 0.7$ abnimmt. Gleichzeitig rücken die Flanken immer enger zusammen und zeigen in Abbildung 4.27 eine nahezu symmetrische Form. Zwar läßt sich auch in den jeweiligen Teilen (b) der Diagramme ein Zusammenrücken der Flanken erkennen, aber weder bildet sich ein ausgeprägtes Maximum noch eine besonders symmetrische Form aus. Dieses läßt verstehen, warum sich für die 2–Galaxien keine Verbesserung in var ergibt.

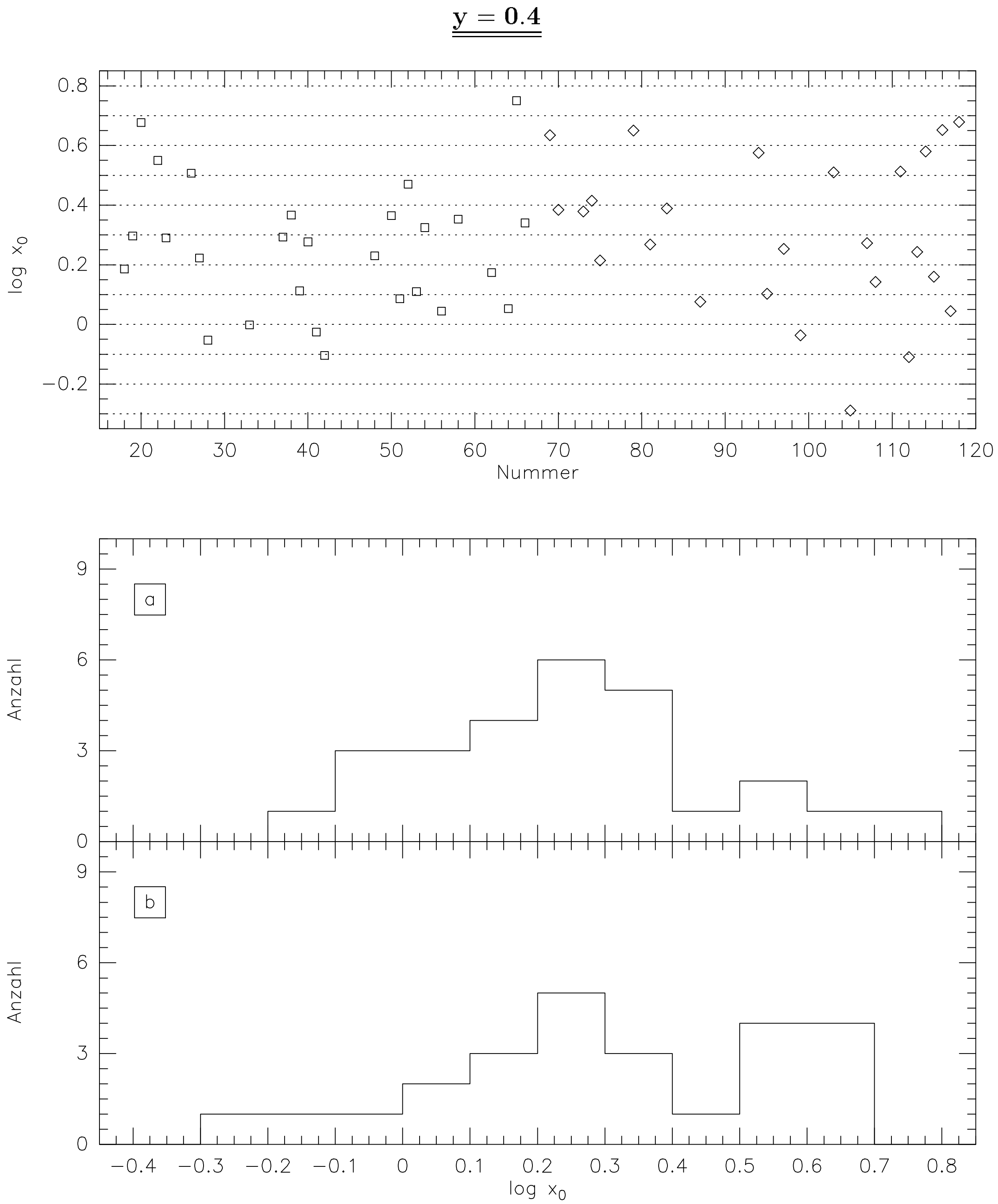
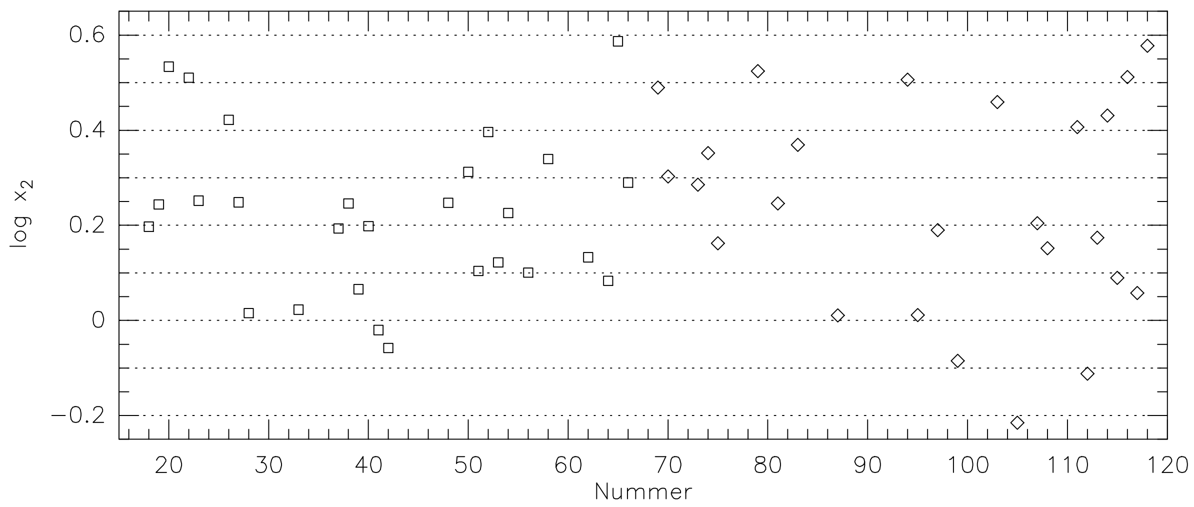


Abbildung 4.22: Dargestellt ist derselbe Sachverhalt wie in Abbildung 4.17. Die Bestimmung von $\log x_0$ erfolgte nach (4.26). Vernachlässigt werden alle mit einem $\square$ oder ∇ gekennzeichneten II–Galaxien und solche, deren $v_E \leq 1000\ km/s$ ist.

y = 0.5



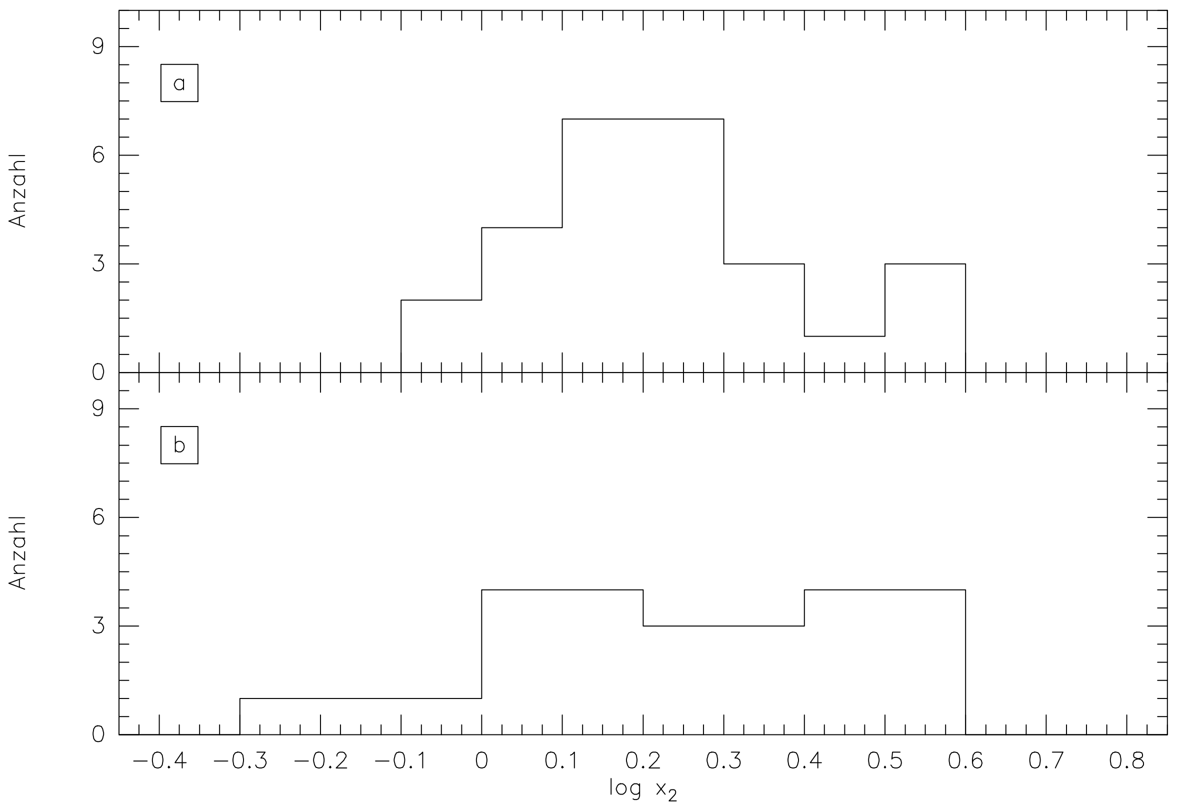


Abbildung 4.23: Dargestellt ist derselbe Sachverhalt wie in Abbildung 4.17. Die Bestimmung von $\log x_2$ erfolgte nach (4.26). Vernachlässigt werden alle mit einem $\square$ oder ∇ gekennzeichneten II–Galaxien und solche, deren $v_E \leq 1000\ km/s$ ist.

y = 0.55

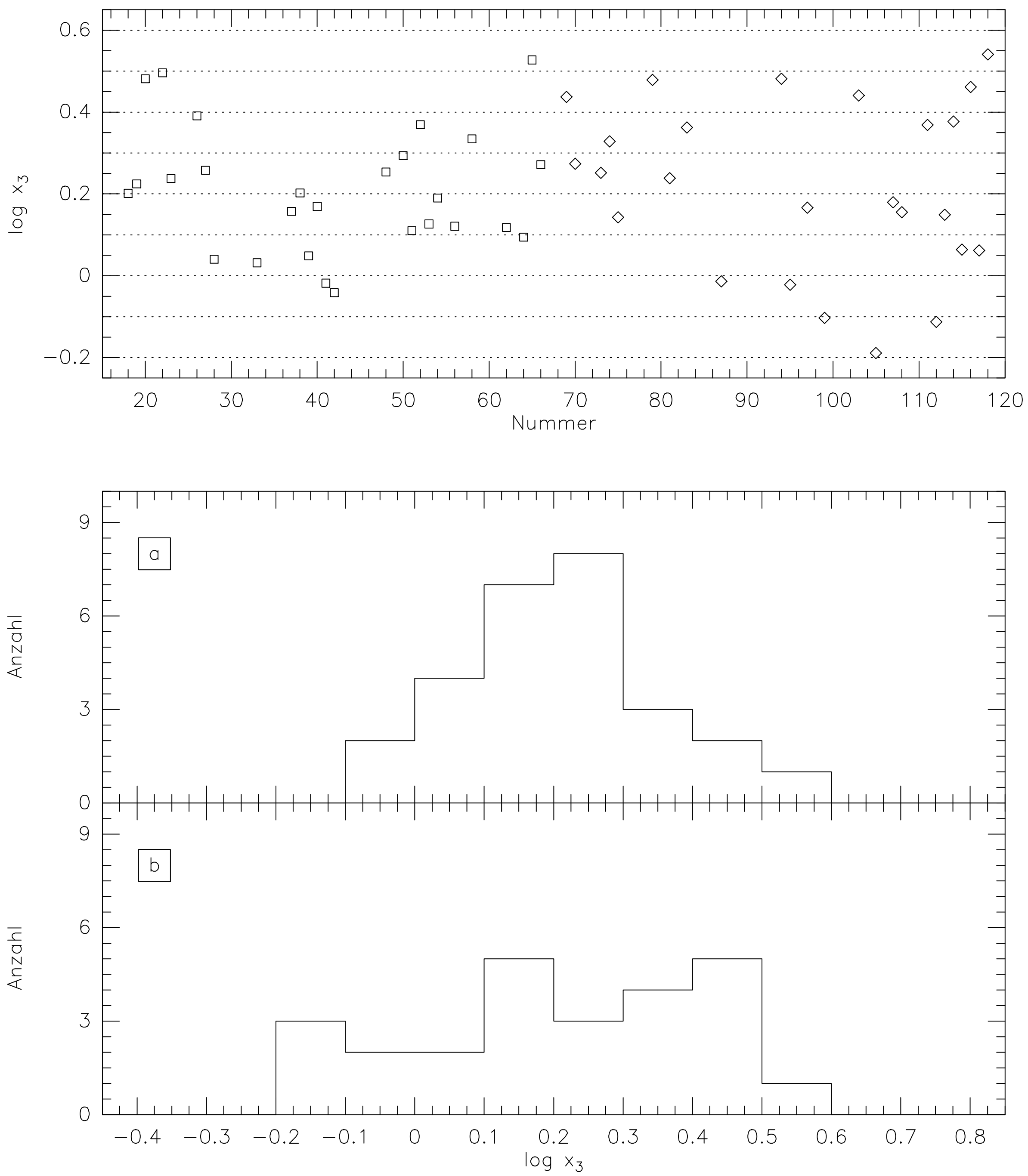


Abbildung 4.24: Dargestellt ist derselbe Sachverhalt wie in Abbildung 4.17. Die Bestimmung von $\log x_3$ erfolgte nach (4.26). Vernachlässigt werden alle mit einem $\square$ oder ∇ gekennzeichneten II–Galaxien und solche, deren $v_E \leq 1000\ km/s$ ist.

y = 0.6

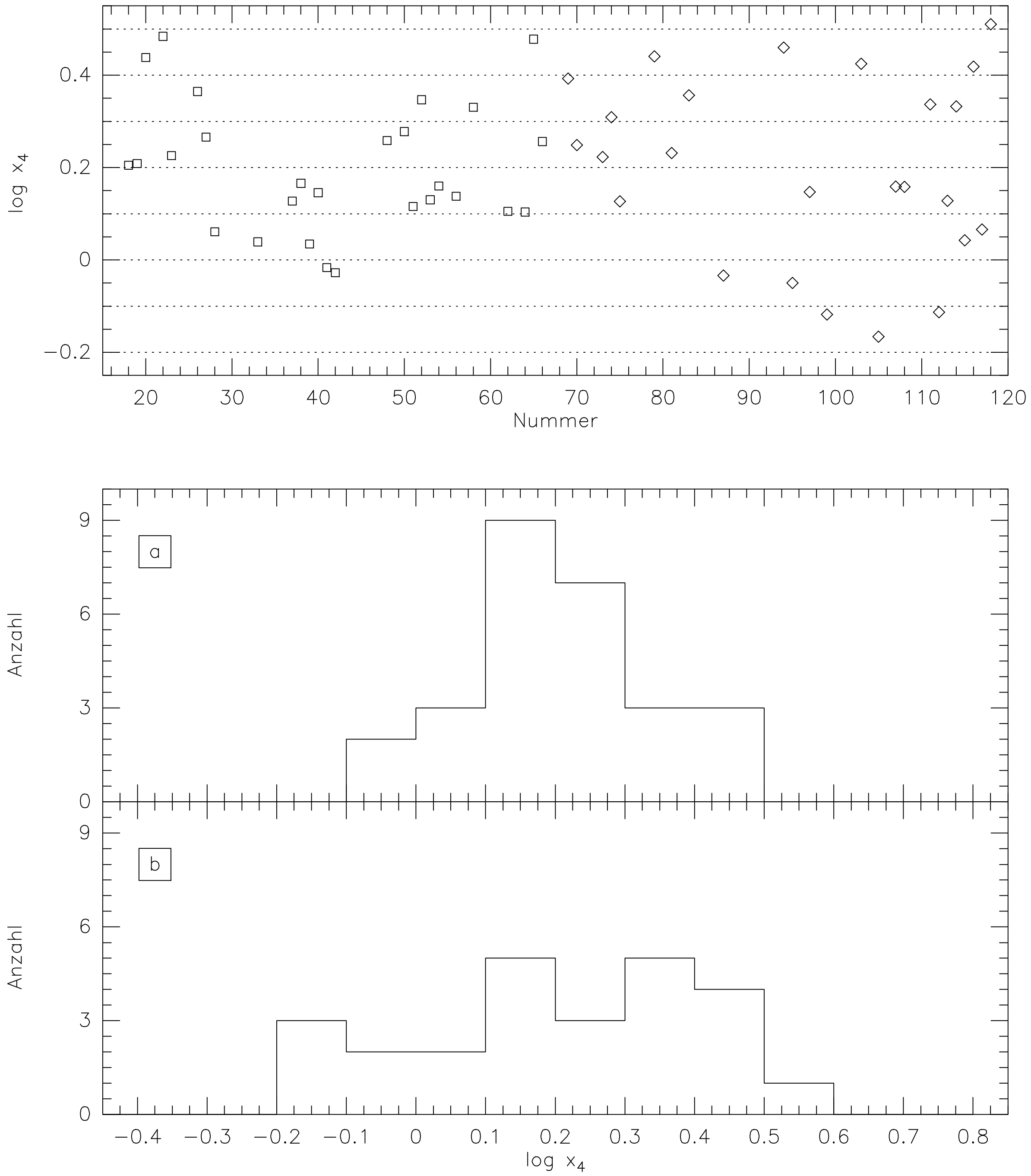
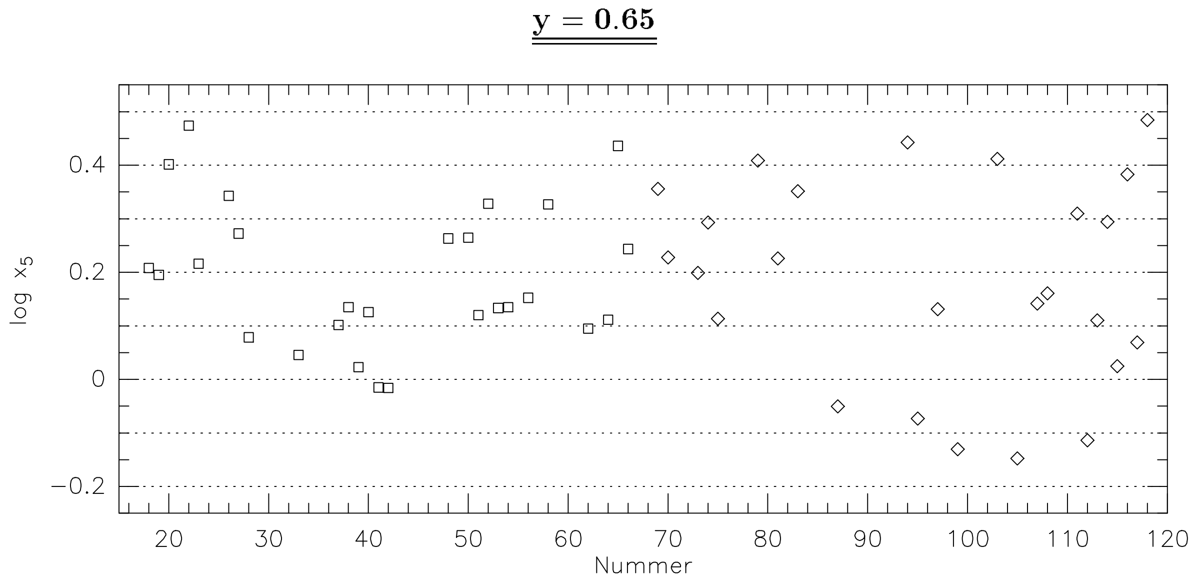


Abbildung 4.25: Dargestellt ist derselbe Sachverhalt wie in Abbildung 4.17. Die Bestimmung von $\log x_4$ erfolgte nach (4.26). Vernachlässigt werden alle mit einem □ oder ∇ gekennzeichneten II–Galaxien und solche, deren $v_E \leq 1000\ km/s$ ist.



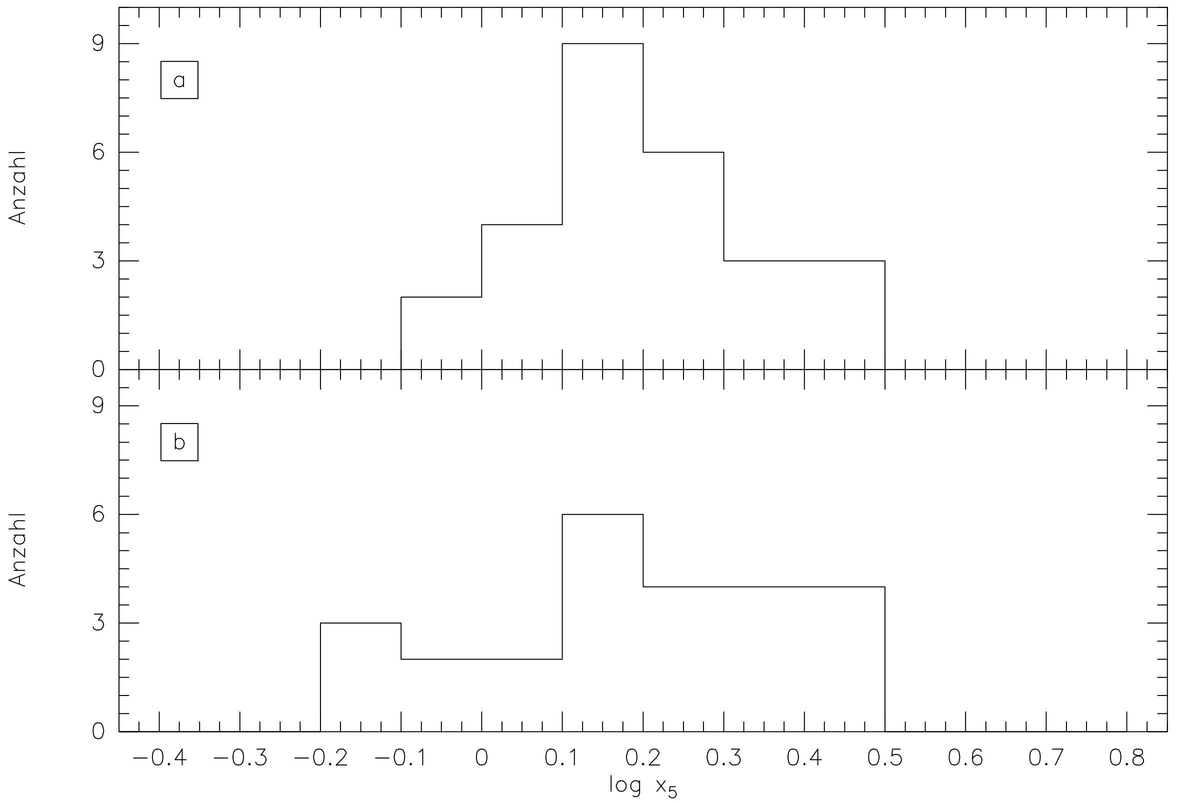


Abbildung 4.26: Dargestellt ist derselbe Sachverhalt wie in Abbildung 4.17. Die Bestimmung von $\log x_5$ erfolgte nach (4.26). Vernachlässigt werden alle mit einem $\Box$ oder ∇ gekennzeichneten II–Galaxien und solche, deren $v_E \leq 1000\ km/s$ ist.

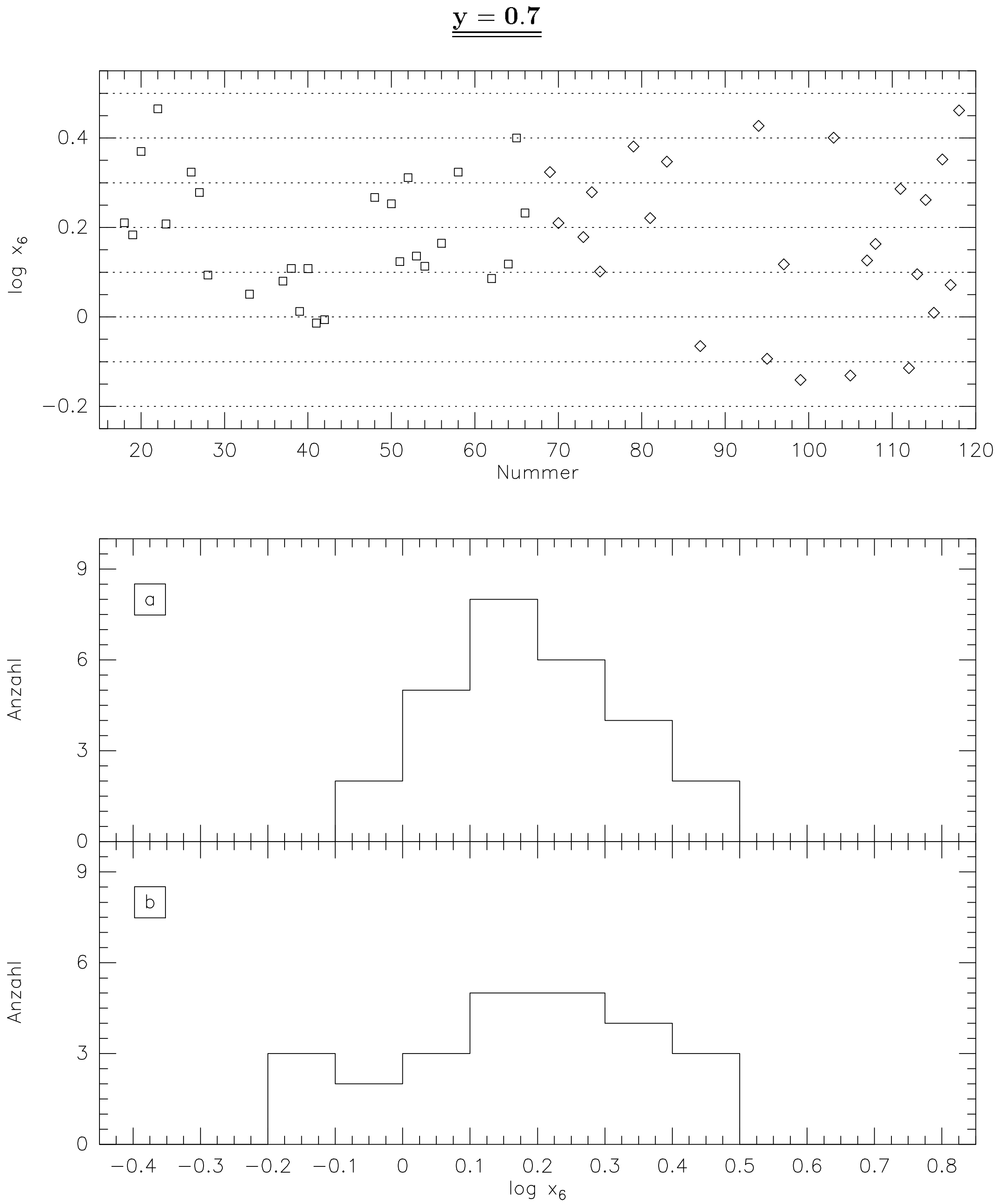


Abbildung 4.27: Dargestellt ist derselbe Sachverhalt wie in Abbildung 4.17. Die Bestimmung von $\log x_6$ erfolgte nach (4.26). Vernachlässigt werden alle mit einem $\square$ oder ∇ gekennzeichneten II–Galaxien und solche, deren $v_E \leq 1000\ km/s$ ist.

Reproduktion von Abbildung 4.17

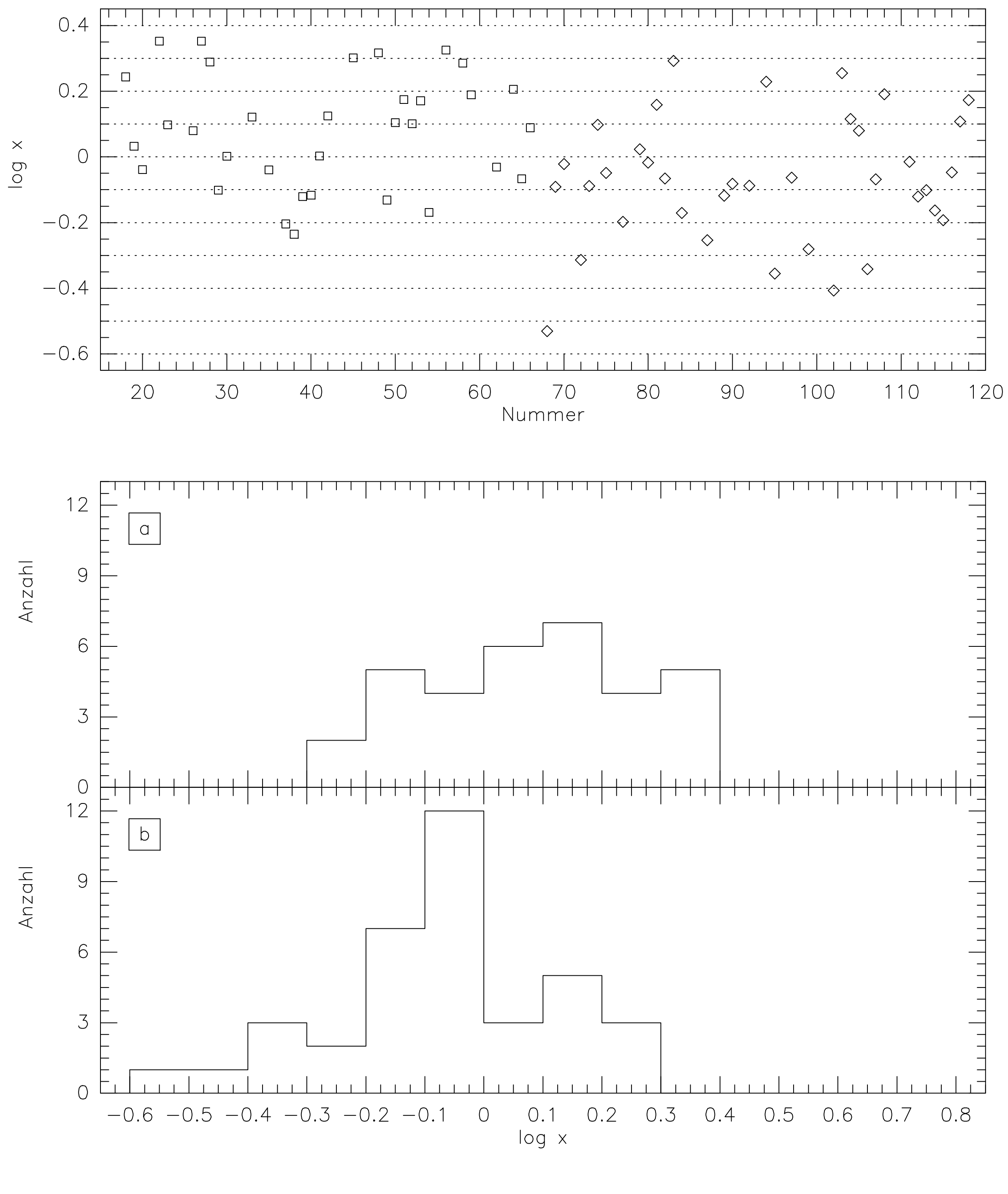


Abbildung 4.28: Dargestellt ist derselbe Sachverhalt wie in Abbildung 4.17. Vernachlässigt werden alle mit einem □ oder ∇ gekennzeichneten II–Galaxien und solche, deren $v_E \leq 1000\ km/s$ ist.

Um einen direkten Vergleich zu ermöglichen, haben wir in Abbildung 4.29 die Histogramme aus 4.26, 4.27 und 4.28 noch einmal überlagert reproduziert. Hierfür wurden die $\log x$–Were aus 4.28 mit 0.1 addiert. Aufgrund der freien Wählbarkeit von v_R^* hat der Nullpunkt in den Histogrammen für y_0 bis y_6 keine absolute Bedeutung, sondern verschiebt sich mit der Wahl von v_R^*. Daher soll die Addition mit 0.1 bewirken, daß sich die Kurven aus

Abbildung 4.28 mit denen für y_5 und y_6 so überlagern, daß sie einen Vergleich zulassen. Da die Maxima in den Histogrammen 4.28 (a) und (b) eine Differenz von $\Delta \log x = 0.2$ aufweisen, beide aber um denselben Betrag verschoben werden müssen, treten in Abbildung 4.29 nicht alle Maxima an derselben Stelle auf. Damit sieht man auch, daß die Benutzung der korrigierten Winkeldurchmesser zwar zu keiner Reduzierung von var für die 2–Galaxien geführt hat, hingegen aber eine Angleichung der überdeckten $\log x$–Bereiche der 1– und 2–Galaxien stattgefunden hat. Trotzdem läßt sich das Ergebnis in Tabelle 4.8 leicht verstehen.

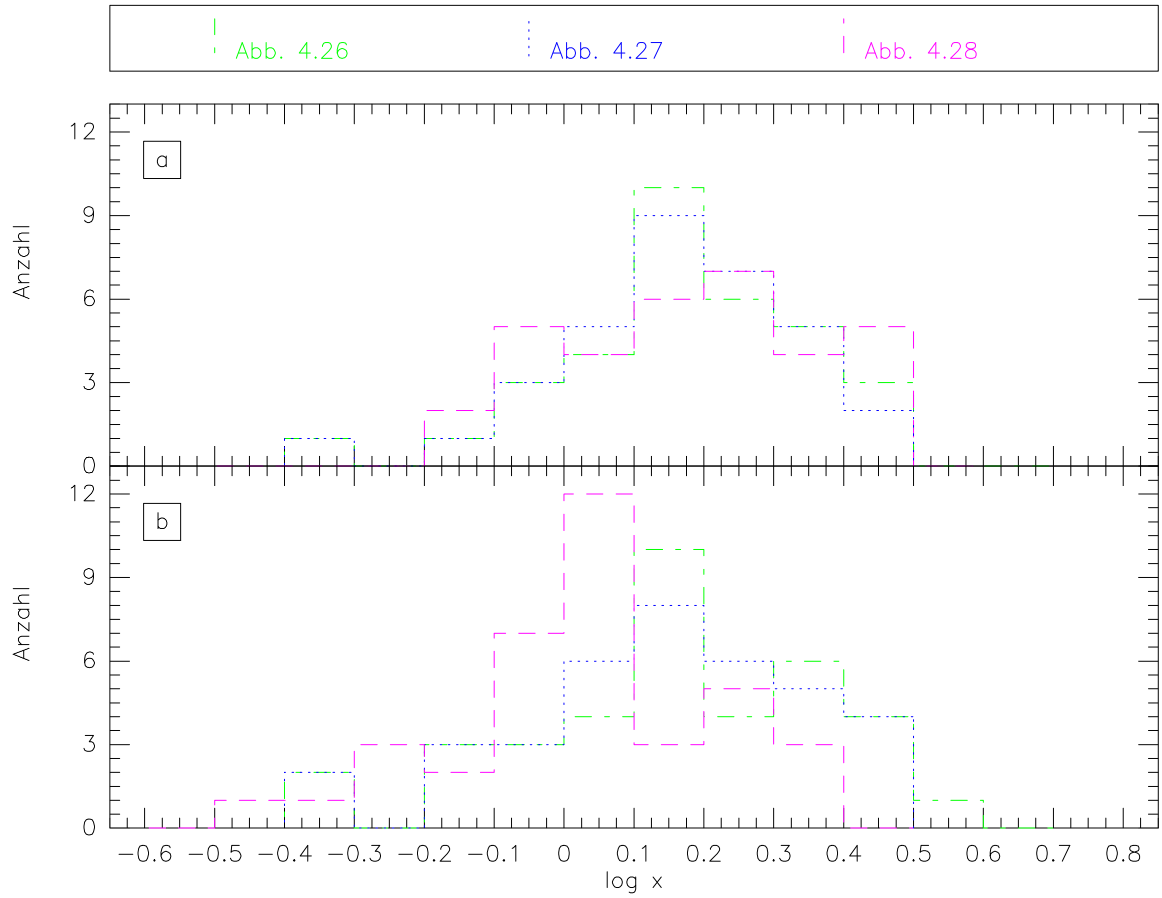


Abbildung 4.29: Überlagerung der Abbildungen 4.26, 4.27 und 4.28, wobei für letztere die $\log x$–Werte um 0.1 verschoben wurden (siehe hierzu Text).

Betrachten wir nun Abbildung 4.29 etwas genauer. Der Bezug auf die drei dort gezeigten Kurven wird über die Bezeichunug ihrer Farben vorgenommen: (gr) für grün bzw. Abb. 4.26, (bl) für blau bzw. Abb. 4.27 und (vi) für violett bzw. Abb. 4.28. Wir erkennen in Teil (a), daß (gr) das ausgeprägteste Maximum zeigt. Des weiteren fallen die Flanken von (gr) und (bl) schneller ab, als die von (vi) und nur (abgesehen vom Maximum) im Intervall $\log x \in [0.0, 0.1]$ liegen die Kurven (gr) und (bl) über der von (vi). Da dieses jedoch nahe dem Maximum geschieht, hat es auf den Wert von var keinen großen Einfluß. Für den Teil (b) des Diagramms läßt sich fast genau entgegengesetztes sagen. Das ausgeprägteste Maximum zeigt diesmal (vi) und selbst wenn die Kurve (vi) noch um 0.1 nach rechts verschoben würde, lägen die Kurven (gr) und (bl) bei großen Abständen vom Maximum über der Kurve (vi), so daß hieraus die höheren Werte für var resultieren.

Zum Abschluß dieser Auswertung wollen wir noch untersuchen, wie sich H_0 und var verhalten, wenn wir y–Werte verwenden, die über die aus Abbildung 4.19 erhaltenen hinausgehen. Dieses ist in Abbildung 4.30 dargestellt, wonach sich das Minimum in der Streuung var für $y \approx 1$ zu $var = 0.1175$ ergibt. Hierzu korrespondiert ein Wert für den Hubble–Parameter von $H_0 = 76.0 \pm 4.3$.

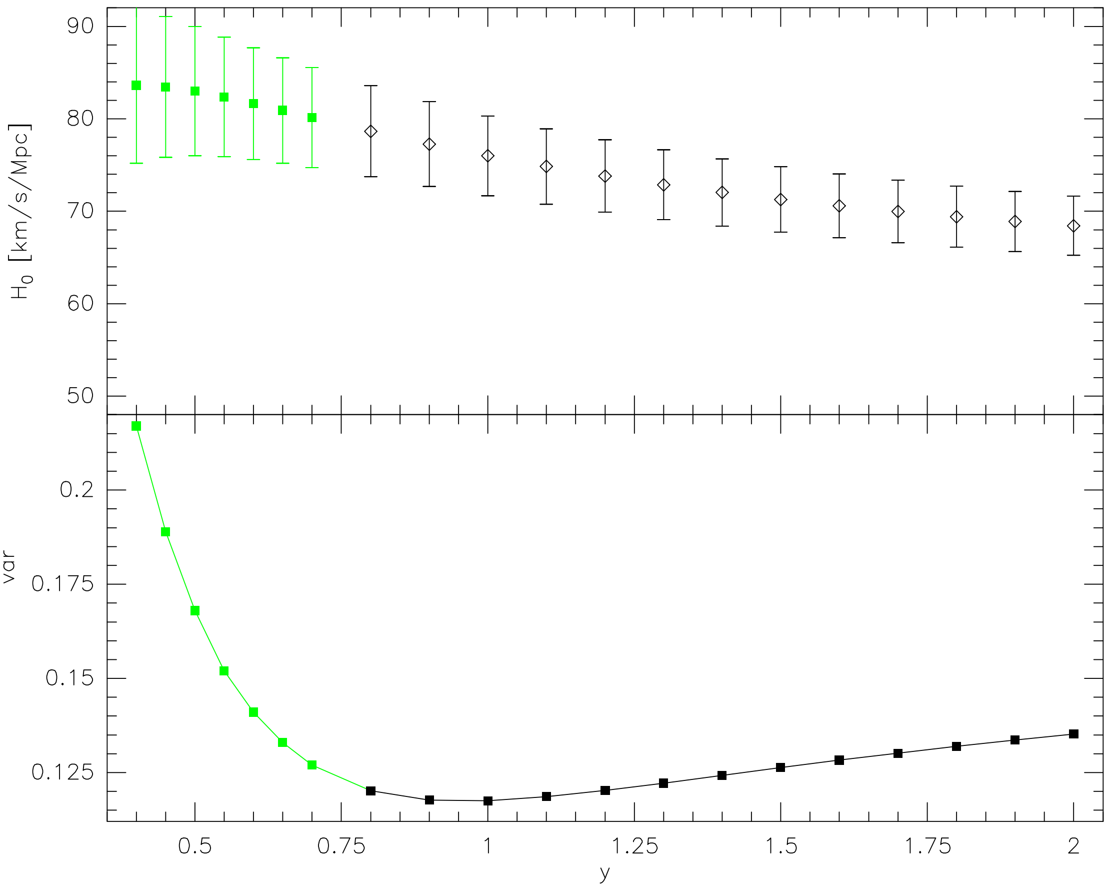


Abbildung 4.30: Der Verlauf von H_0 (ermittelt aus den 1–Galaxien und v_R) und var für den Bereich des Virialsatzparameters $0.4 \leq y \leq 2.0$.

Es lassen sich jedoch auch noch einige andere bemerkenswerte Punkte in Abbilung 4.30 feststellen. **(A)** Die Werte für den Hubble–Parameter H_0 zeigen ein schwaches, allerdings streng monoton abfallendes Verhalten, jedoch mit einem Wendepunkt bei ungefähr $y \approx 1$. Hieraus folgt, daß H_0 nahezu konstant im Bereich 70 bis 80 $km/s/Mpc$ liegt. **(B)** Man erkennt deutlich, wie die absoluten Fehler von H_0 mit zunehmendem y abnehmen. Es zeigt sich jedoch, daß dieses selbst für die relativen Fehler zutrifft. **(C)** Wie bereits erwähnt, bildet var ein Minimum bei $y \approx 1$ aus. Allerdings zeigen der abfallende bzw. der ansteigende Ast der Kurve in Abbildung 4.30 recht unterschiedliches Verhalten. **(D)** Negativ zu bewerten ist, daß der zu diesem Minimum gehörige y–Wert sich nicht in Übereinstimmung mit unseren Werten aus Tabelle 4.7 bzw. Abbildung 4.19 ergibt. Hieraus muß man wohl auf ein Defizit in der Qualität und/oder Quantität unserer Daten schließen, da wir (nahezu) keine paarweise Konsistenz zwischen y_T (Kapitel 4.3.3. 2.), den y–Werten aus Tabelle 4.7 und dem hier abgeleiteten Wert $y \approx 1$ erhalten, welcher zu der speziellen Form des Virialsatzes $v_R \propto d$ korrespondiert.

4.5 Abschließende Bemerkungen

Wir wollen im folgenden die bisher in diesem Kapitel erhaltenen Ergebnisse noch einmal etwas genauer bezüglich ihrer Aussagekraft für die Kosmologie unter die Lupe nehmen. Hierbei müssen speziell die Effekte berücksichtigt werden, die sich aus Abänderungen der von uns gestellten Voraussetzungen ergeben.

4.5.1 Malmquist–Bias

Bevor wir den Einfluß dieses Bias auf unsere Arbeit abschätzen, wollen wir eine kurze Beschreibung dieses Effektes geben.

Es sei angenommen, daß die Leuchtkraft–Funktion eines abstandsbegrenzten Samples einer Klasse von Galaxien gauß'sch, mit Mittelwert M_a und Standardabweichung σ_a, ist. Unter diesen Voraussetzungen zeigte Malmquist (1920), daß sich die mittlere Helligkeit eines magnitudenbegrenzten Samples $\langle M_m \rangle$ zu

$$\langle M_m \rangle = M_a - 1.382\sigma_a^2 \tag{4.28}$$

ergibt. Eine Verringerung dieses Malmquist–Bias läßt sich also nur durch die Reduzierung von σ_a bewerkstelligen. Dieses kann z. B. durch eine Relation der Art

$$p(M) = a \cdot M + b \tag{4.29}$$

erfolgen, wobei p einen (vom Abstand unabhängig) meßbaren Parameter darstellt und σ_p unserer Unsicherheit in M bei fest vorgegebenem p entspricht.[10] Benutzt man dann die Annahme, die Klasse der zu $M(p = \text{const.})$ korrespondierenden Galaxien wäre gaußverteilt mit obigen Werten M_a und σ_a, so verallgemeinert sich (4.28) zu

$$\langle M_m \rangle = M_a - 1.382\sigma^2 \tag{4.30}$$

mit

$$\sigma^2 = \frac{\sigma_a^2 \cdot \sigma_p^2}{\sigma_a^2 + \sigma_p^2} \tag{4.31}$$

(Teerikorpi 1984). Hieraus erkennt man, daß sich die Gaußverteilung mit der Streuung σ einfach durch Multiplikation der beiden Verteilungen mit σ_a und σ_p ergibt. Man kann nun noch σ_p aufspalten in einen Anteil $\sigma_{p,i}$, der die Unsicherheit in der Relation (4.29) beschreibt, und einen Anteil $\sigma_{p,m}$, der den Fehler in der Messung von p charakterisiert

$$\sigma_p^2 = \sigma_{p,i}^2 + \sigma_{p,m}^2 \tag{4.32}$$

Diese Kombination von $\sigma_{p,i}$ und $\sigma_{p,m}$ entspricht offensichtlich der Faltung der entsprechenden gaußverteilten Fehlerkurven.

Bisher bezogen sich unsere Betrachtungen auf einen festen Wert p. Benutzt man obige Relation (4.29) z. B. zur Bestimmung des Hubble–Parameters H_0 oder zur Untersuchung des pekuliaren Geschwindigkeitsfeldes, so ist es notwendig, den Effekt des Malmquist–Bias

[10] Die Relevanz von (4.29) ergibt sich aus der Identifikation von 10^p mit der Rotationsgeschwindigkeit v_R (TF I; Kapitel 3.9).

$\langle bias\rangle_r$ für ein Entfernungsintervall $D \pm dD/2$ gemittelt über alle p zu kennen. Wieder unter Zugrundelegung der Gauß–Verteilung für die Leuchtkraftfunktion erhält man

$$\langle bias\rangle_r = -\frac{\sigma_p^2}{\sigma_a^2 + \sigma_p^2} \cdot \frac{2\sigma_a \cdot e^{-A^2}}{\sqrt{2\pi} \cdot [1 + \mathrm{erf(A)}]} \tag{4.33}$$

(Teerikorpi 1984) mit

$$A = \frac{M(D) - M_a}{\sqrt{2}\sigma_a} \tag{4.34}$$

$$M(D) = m_{\mathrm{Grenz}} - 5 \cdot \log D - 25 \tag{4.35}$$

$$\mathrm{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot \int_0^x e^{-t^2} dt \tag{4.36}$$

Hier stellt m_{Grenz} eine Grenzhelligkeit derart dar, daß alle Galaxien mit $M < M(D)$ beobachtet werden aber keine mit $M > M(D)$. Teerikorpi (1987) hat gezeigt, daß sogar aus der Anwendung von (4.29) auf die Galaxien aus einem Haufen (so daß sich also in guter Näherung alle Galaxien in etwa gleicher Entfernung befinden) ein Bias–Effekt resultiert, der dieselbe funktionale Abhängigkeit von den Streuungen und der Grenzhelligkeit aufweist wie (4.33) (siehe auch Bottinelli et al. 1986). Dieser sogenannte *Cluster Population Incompleteness Bias* ist allerdings formal verschieden von dem oben beschriebenen Malmquist–Bias, da letzterer für die Galaxien eines Haufensamples nicht auftritt (Aaronson et al. 1980). Trotzdem werden wir hier, so wie es auch in der Literatur manchmal vorkommt (z. B. Lynden–Bell et al. 1988), beide Arten unter dem Namen Malmquist–Bias zusammenfassen.

Abbildung 4.31 zeigt im linken Teil die Monte–Carlo Simulation für ein Galaxien–Sample mit konstanter Raumdichte und gauß'sch verteilter Leuchtkraftfunktion ($M_a = -18^m$, $\sigma_a = 2^m$) sowohl vollständig (oberer Teil) als auch beschränkt durch eine Grenzhelligkeit $m_{\mathrm{Grenz}} = 13^m$ (unterer Teil). Es zeigt sich für den unteren Teil, daß in einer Entfernung von ca. 32 *Mpc* die mittlere absolute Helligkeit auf -20.6^m angestiegen ist, während die beobachtete Streuung nur etwa halb so groß wie die intrinsische ist. Vergleicht man nun die Helligkeiten naher Galaxien mit denen weit entfernter, so führt obiger Effekt zu einer Unterschätzung ihrer Entfernungen und somit auf eine Vergrößerung von H_0. Der rechte Teil von Abbildung 4.31 zeigt für $p = \log v_R$ (TF 1) das Verhältnis aus 'gebiastem' Hubble–Parameter H und wahrer Hubble–Konstante H_0 als Funktion von p und in funktionaler Abhängigkeit von verschiedenen Werten für $\sigma_a\sigma_p^2/(\sigma_a^2 + \sigma_p^2)$ (Teil a) bzw. $M(D)$ (Teil b). Anhand dieses Diagrammes wird deutlich, daß die Nichtberücksichtigung des Malmquist–Bias immer zu einer Überschätzung des Hubble–Parameters H_0 führt, daß sich aber auch für genügend hohe Werte von p ein Plateau ausbildet, welches es gestattet, H_0 zu bestimmen (z. B. Bottinelli et al. 1986). Zusätzlich zum oben beschriebenen Effekt des Malmquist–Bias auf H_0 könnte nach Sandage und Tammann (1975 a) eine Nichtberücksichtigung dieses Phänomens ebenfalls zu scheinbaren Abweichungen im linearen Hubble–Gesetz führen (oder gleichbedeutend damit, zu Abweichungen von der Steigung 5 im $m - \log(cz)$–Diagramm; siehe (2.16)).

In die Ableitung von (4.30) geht zwar noch explizit die Annahme einer konstanten Raumdichte der Galaxien ein, aber selbst bei Abweichungen von dieser Voraussetzung bleibt (4.33) gültig (Teerikorpi 1984). Zur Veranschaulichung von (4.33) sind nun die folgenden Merksätze recht nützlich (Gouguenheim et al. 1996):

Abbildung 4.31: Linker Teil: Monte–Carlo Simulation für ein Galaxien–Sample mit konstanter Raumdichte und gauß'sch verteilter Leuchtkraftfunktion ($M_a = -18^m$, $\sigma_a = 2^m$) sowohl vollständig (oberer Teil) als auch beschränkt durch eine Grenzhelligkeit $m_{\text{Grenz}} = 13^m$ (unterer Teil). Aus Tammann 1996. Rechter Teil: Funktionale Abhängigkeit des Bias–Effektes zwischen gemessenem Hubble–Parameter H und dem wahren H_0 von $\sigma_a \sigma_p^2 / (\sigma_a^2 + \sigma_p^2)$ (Teil a.) bzw. $M(D)$ (Teil b.) für eine Relation mit $p = \log v_R$ (TF 1). Aus Teerikorpi 1987.

Für gegebenes m_{Grenz} und p wächst der Bias–Effekt mit zunehmender Distanz D!

Für gegebenes m_{Grenz} und gegebene Entfernung D nimmt der Bias–Effekt mit zunehmendem p ab!

Für gegebenes p und gegebene Entfernung D nimmt der Bias–Effekt mit zunehmendem m_{Grenz} ab!

Um nun ein von diesem Effekt unabhängiges H_0 zu erhalten, wurden in der Literatur verschiedene Korrekturverfahren besprochen und angewendet. Eine naheliegende Methode besteht darin, die Daten für weit entfernte Galaxien mittels eines größeren m_{Grenz} zu gewinnen, als die für nähere Galaxien (z. B. Sandage, Tammann 1975 b). Durch eine geeignete kontinuierliche Wahl von m_{Grenz} als Funktion der Distanz D ließe sich so $M(D)$ näherungsweise konstant halten. Einige weitere Arbeiten, in denen klar die Existenz des Malmquist–Bias in magnituden–beschränkten Galaxiensamplen nachgewiesen wurde und welche somit auf die Notwendigkeit einer Korrektur bzgl. dieses Effektes hinwiesen, sind z. B. Giraud 1986, Bottinelli et al. 1988, Lynden–Bell et al. 1988, Sandage 1988b, Witasse, Paturel 1997 und Gonzalez, Faber 1997.

Die Größe der Korrektur, mit der der Malmquist–Bias die Bestimmung von H_0 beeinflußt, fällt in unterschiedlichen Arbeiten jedoch recht verschieden aus. Werte für diese Korrektur liegen bei einer Erniedrigung des beobachteten (gebiasten) Hubble–Parameters um 6.5–8.5%, wie sie von Gonzalez, Faber (1997) durch Monte–Carlo Simulationen des Virgo–Haufens erhalten wurde, 15% nach Lynden–Bell et al. (1988) bis sogar 20% (Witasse, Paturel 1997).

4.5.2 Anwendung auf unsere Arbeit

Es bleibt nun abzuschätzen, ob auch unsere Bestimmung von H_0 in Kapitel 4.3 merklich durch den Malmquist–Bias beeinflußt wird und somit unser Ergebnis den wahren Wert des Hubble–Parameters überschätzt. Wie wir bisher gesehen haben, braucht man für ein *vollständiges Sample*, d. h. einen Satz von Galaxien, deren beobachtete Leuchtkraftverteilungen (bzw. Verteilung dazu assoziierter Größen) für alle Fluchtgeschwindigkeitsintervalle $v_E \pm dv_E$ (unter Zugrundelegung des Hubble–Gesetzes) gleich sind, keine Korrekturen bzgl. des Bias anzubringen. Da unsere Auswertung auf einer Relation zwischen Durchmesser und Linienbreite basiert, ist es für uns wesentlich, entscheiden zu können, ob unsere Galaxienauswahl in Bezug auf ihre Durchmesser d vollständig ist. Die einzige Möglichkeit für uns, eine ungefähre Durchmesserverteilung im Rahmen unserer Voraussetzungen zu erhalten, besteht aber in der Benutzung der Galaxien 1–17.[11] Abbildung 4.32 (grün) zeigt hierfür ein Histogramm bzgl. ihrer Durchmesser, unterteilt in Intervalle von jeweils 5 kpc Breite. Da diese 17 Galaxien immerhin noch einen Fluchtgeschwindigkeitsbereich von -139 $km/s \leq v_E \leq 1804$ km/s überdecken, besteht eine große Wahrscheinlichkeit, daß sie nicht repräsentativ für eine Durchmesserverteilung sind. Deshalb sind in Abbildung 4.32 (rot) ebenfalls noch die Galaxien mit $v_E \leq 650$ km/s eingetragen. Wie man sieht, hat diese Einschränkung keine wesentlichen Auswirkungen auf die Lage des Maximums oder die Streuung. Es sei hier noch einmal darauf hingewiesen, daß wir von der Annahme einer konstanten Raumdichte der Galaxien und einer Galaxientyp–Unabhängigkeit der Verteilung ausgehen (für Hinweise auf eine T–abhängige Leuchtkraftfunktion siehe Efstathiou et al. 1988 oder Persic, Salucci 1992).

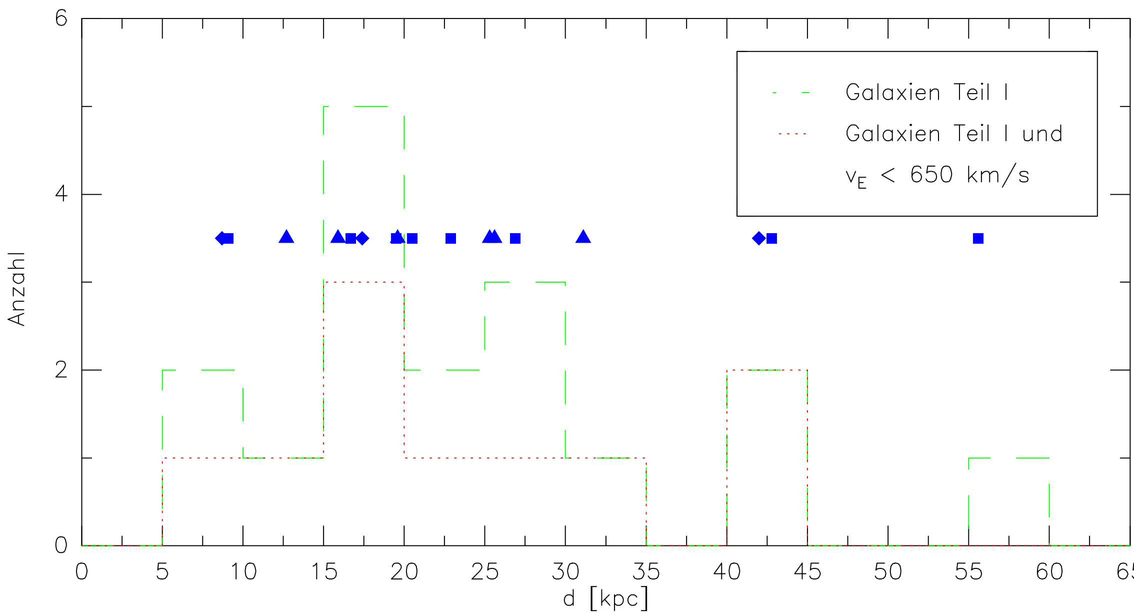


Abbildung 4.32: Histogramm der Durchmesserverteilung der Teil I–Galaxien. Die grüne Verteilung repräsentiert dabei alle 17 Galaxien, die rote nur diejenigen mit $v_E \leq 650$ km/s. Die blauen Markierungen geben die wahren Durchmesser an, unterteilt nach den T–Intervallen (siehe Tabelle 4.1).

Sei also nun die in Abbildung 4.32 angegebene (rote) Verteilung der Galaxien bzgl. ihrer Durchmesser d als näherungsweise repräsentativ angenommen, so sollte ein vollständiges Galaxiensample hauptsächlich Galaxien mit Durchmessern im Bereich 10 $kpc \leq d \leq 30$

[11]Da wir zur Kalibration nur Galaxien verwenden wollten, deren Entfernungen mittels der P–L–C Relation für Cepheiden (Kapitel 3.1) bestimmt wurden.

kpc, unterbrochen von einem Maximum um $d = 20$ *kpc*, aufweisen, zusätzlich jedoch noch einen überdurchschnittlich starken Anteil an Galaxien mit $40\ kpc \leq d \leq 45\ kpc$ zeigen.[12] Weiterhin ist anzunehmen, daß der Bereich 35–40 *kpc* ähnlich viele Galaxien enthalten wird, wie die Intervalle zwischen 20 und 35 *kpc*. Eine Galaxie der Größe von NGC 1365 ($d_{\rm NGC\ 1365} = 55.6 \pm 7.6\ kpc$) wird allerdings wahrscheinlich nur als Ausnahme auftreten.

Mit

$$\begin{aligned} v_E &= H_0 \cdot D \\ &= H_0 \cdot d/\delta \end{aligned} \tag{4.37}$$

erkennt man, wie sich in einem gegebenen Intervall $v_E \pm dv_E$ unsere Durchmesserverteilung in den beobachteten Winkeldurchmessern δ widerspiegeln sollte. Um den Vergleich mit den in unserer Auswertung verwendeten Galaxien zu gestatten, wird in Abbildung 4.33 noch einmal eine ähnliche Darstellung wie in Abbildung 4.10 gegeben. Dabei wird jedoch nur der interessante Bereich $1000\ km/s \leq v_E \leq 3000\ km/s$ herausgegriffen, da die Galaxien mit $v_E \leq 1000\ km/s$ in unserer Auswertung gemäß Kapitel 4.3.3 (I)–(III) nicht weiter berücksichtigt wurden und ein kurzer Blick auf Abbildung 4.10 davon überzeugt, daß für $v_E \geq 3000\ km/s$ nicht mit der Vollständigkeit unseres Galaxiensamples gerechnet werden kann. Die Steigungen der gestrichelten Geraden in Abbildung 4.33 wurden dabei so bestimmt, daß die Geraden für $d = 42.5\ kpc$ und $d = 55\ kpc$ möglichst gut dem Verlauf des Histogramms in Abbildung 4.32 entsprechen, da wir davon ausgehen, daß unser Sample im Bereich großer Durchmesser vollständig ist.

Wir erkennen aus Abbildung 4.33, daß unsere oben beschriebene Durchmesserverteilung sich im Intervall $1000\ km/s \leq v_E \leq 1650\ km/s$ recht gut widerspiegelt. So scheint sich um $d = 20\ kpc$ ein Maximum abzuzeichnen, liegen im Bereich $10\ kpc \leq d \leq 20\ kpc$ etwa gleich viele Galaxien vor wie im Bereich $20\ kpc \leq d \leq 42.5\ kpc$ und scheint $d = 55\ kpc$ wirklich eine Art Obergrenze darzustellen. Wir können nun berücksichtigen, daß zur Bestimmung von H_0 in Kapitel 4.3.6 hauptsächlich von den Werten für y und $\log \mathcal{V}$ Gebrauch gemacht wurde, die sich aus der Untersuchung des Geschwindigkeitsintervalles $[1000, 1500]\ km/s$ ergeben haben. Da sich dieses aber nahezu mit dem hier abgeleiteten Intervall für eine vollständige Durchmesserverteilung deckt und weiterhin nach Tabelle 4.5 für die II,1–Galaxien die Werte von y und $\log \mathcal{V}$ im Bereich $[1000, 1500]\ km/s$ mit denen im Bereich $> 1500\ km/s$ im Rahmen der Fehler übereinstimmen, gelangen wir zu dem Schluß, daß, obigen Ergebnissen entsprechend, unsere ermittelten Werte für H_0 (siehe Kapitel 4.3.3) in guter Näherung keine Korrekturen erhalten müssen. Dieses Ergebnis läßt sich sogar noch etwas enger fassen. Wir haben bereits mehrfach dargelegt, daß die Bestimmung von H_0 mit den 1–Galaxien als zuverlässiger angesehen werden kann, als mit den Spättyp–Galaxien $T > 4$. Nach Abbildung 4.5 weisen aber gerade erstere (sowohl im Teil I **als auch** im Teil II) die im Durchschnitt größeren Rotationsgeschwindigkeiten auf, so daß nach dem zweiten, in Kapitel 4.5.1 zitierten, Merksatz auch auf einen entsprechend geringeren Bias–Effekt geschlossen werden kann.

4.5.3 Einfluß der HIPPARCOS–Daten

Wir hatten bereits in Kapitel 1 und 2.3 einen kurzen Hinweis auf die HIPPARCOS–Satelliten–Mission gegeben. Die Hauptaufgabe dieses Satelliten mit seinen Meßapparaturen ergibt sich bereits aus der Aufschlüsselung seines Namens: **HI**gh **P**recission **PAR**allax

[12] Siehe hierzu auch Tabelle B.5.

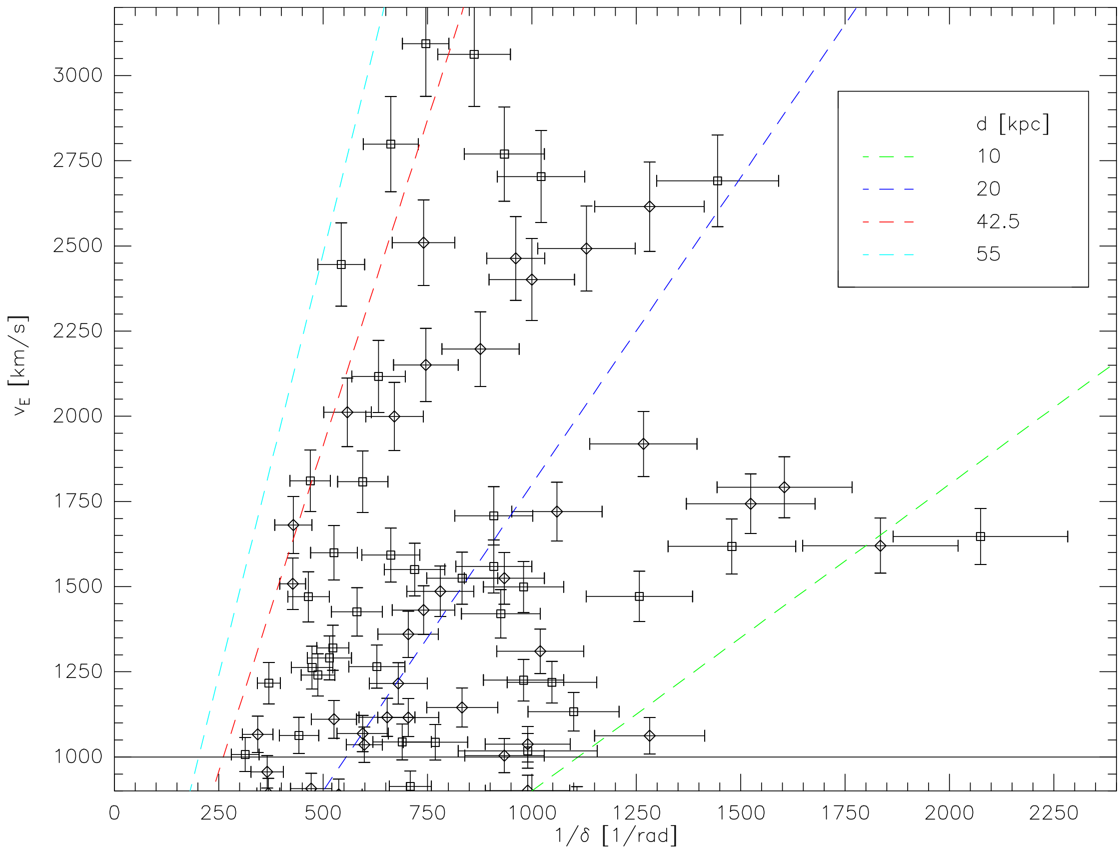


Abbildung 4.33: Reproduktion des Bereiches 900 $km/s \leq v_E \leq$ 3200 km/s aus Abbildung 4.10. Die durchgezogene Linie gibt die Grenze für die zur Bestimmung von H_0 in Kapitel 4.3.3 verwendeten Galaxien an. Die gestrichelten Geraden geben den Verlauf bestimmter Punkte aus der Durchmesserverteilung von Abbildung 4.32 wider.

COllector **S**atellite. Seine Aufgabe bestand unter anderem darin, in einem Zeitraum von 37 Monaten die Parallaxen von ca. 118000 Sternen zu vermessen (Turon, van Leeuwen 1995). Entscheidende Ergebnisse dieser Mission erhoffte man sich z. B. für die Nullpunktskalibrierung verschiedener P–L Relationen von Pulsationsveränderlichen (siehe Kapitel 3.1) und damit schließlich eine genauere Bestimmung der Entfernungen der Magellanschen Wolken, auf denen für viele Methoden aus Kapitel 3 die kosmische Entfernungsleiter aufbaut.

Die Auswertung der HIPPARCOS–Daten der ersten 30 Monate schien eine Revolution für die Kosmologie zu bedeuten. So kann man bei McGee (1997) lesen, daß '*HIPPARCOS results change the distance scale of the universe*'. Dieser Artikel basierte im wesentlichen auf der Arbeit von Feast und Catchpole (1997). Sie kalibrierten mit den Daten von 223 galaktischen Cepheiden, welche Entfernungen bis fast 4 *kpc* aufweisen, deren P–L Relation. Das entscheidende Ergebnis ihrer Arbeit neben der neu geeichten P–L Relation

$$\langle M_V \rangle = -2.81 \cdot \log P - 1.43 \tag{4.38}$$

stellt ihr gefundener Wert für den Entfernungsmodul der Großen Magellansche Wolke (LMC) dar:

$$\mu_0^{LMC} = 18.70^m \pm 0.10^m \tag{4.39}$$

Unter Annahme des alten Wertes von 18.50^m folgern sie auf eine Vergrößerung der Entfernungsskala und damit einer Erniedrigung der Hubble–Konstante um ungefähr 10%. Weiterhin bestimmen sie das Alter der ältesten galaktischen Kugelsternhaufen zu etwa 11 Milliarden Jahren,[13] woraus sich für die einfachsten kosmologischen Modelle mit $\Lambda = 0$ direkt auf eine obere Grenze für H_0 schließen läßt: $1/t_0$. Diese beträgt zwar mit obigem Alter und (Def b) immerhin 89 $km/s/Mpc$, aber speziell im häufig diskutierten Einstein–de Sitter Modell wird hierdurch ein $H_0 > 60$ $km/s/Mpc$ ausgeschlossen.[14]

Aber nicht alle Arbeiten, die sich mit der Auswertung der HIPPARCOS–Daten beschäftigten, wiesen auf so gravierende Änderungen in der Kosmologie hin. In Bezug auf $\mu_0^{LMC} = 18.50^m$ erhielt Reid (1997) aus den Parallaxen von 15 nahen Sternen eine Vergrößerung der Entfernungsskala um nur noch 7% ($\mu_0^{LMC} = 18.65^m$) und van Leeuwen et al. (1997), die die Daten von 16 Mira–Veränderlichen ausgewertet haben, fanden sogar nur 2% Abweichung ($\mu_0^{LMC} = 18.54^m$).[15] Wir erkennen hieraus, daß die Konsequenzen, die sich aus den HIPPARCOS–Messungen ergeben, weitere Beachtung verdienen und auf eine Erniedrigung von H_0 hinweisen. Wie stark dieser Effekt jedoch sein wird, ist nicht klar zu erkennen. Wir werden hier deshalb keine diesbezügliche Korrektur vornehmen, sondern es nur bei einem Hinweis auf die Notwendigkeit dazu belassen, sollten konkretere Ergebnisse in diese Richtung weisen.

[13] Vergleiche hierzu Tabelle 2.1.

[14] Durch Berücksichtigung der Zeitspanne zwischen Urknall und Entstehung der Kugelsternhaufen wird diese Grenze jedoch wieder etwas heraufgesetzt.

[15] Die von uns verwendeten Referenzen in Anhang B.2, aus denen die Entfernungen der I–Galaxien entnommen wurden, basieren auf $\mu_0^{LMC} = 18.50^m$.

Kapitel 5

Zusammenfassung

Diese Arbeit beschäftigte sich mit der Problematik der Bestimmung des Hubble–Parameters H_0. Dabei wurde, durch einen kurzen Ausflug in die klassische Kosmologie, seine Bedeutung anhand der Herleitung des linearen Hubble–Gesetzes zwischen Entfernung und Fluchtgeschwindigkeit der Galaxien dargelegt. Weiterhin zeigte sich, daß er einer der drei Parameter ist (zusammen mit Ω_0 und λ_0), mit deren Hilfe die Charakterisierung der kosmologischen Modelle geschieht. So liegt z. B. eine inverse Proportionalität zwischen H_0 und dem Weltalter t_0 vor: $t_0 \propto H_0^{-1}$. Auch in der Vielzahl der Methoden, mit denen die Astronomen und Kosmologen versuchen, H_0 zu bestimmen, spiegelt sich seine Relevanz wider.

Der Schwerpunkt lag schließlich in der Anwendung einer dieser Methoden, der inversen Tully–Fisher Relation zwischen Rotationsgeschwindigkeit v_R und Durchmesser d von Galaxien:

$$\log v_R = y \cdot \log d + \log \alpha$$

bzw. in der von uns benutzten Form

$$\log v_R = y \cdot \log x + \log \mathcal{V}$$

mit denen in Kapitel 4.3 definierten Größen x und $\mathcal{V}$. Für diesen empirisch gefundenen Zusammenhang zwischen v_R und d liegt zwar noch keine umfassende theoretische Grundlage bereit, obige Relation läßt sich jedoch unter Benutzung des Virialtheorems auf natürliche Weise herleiten. Die Gültigkeit der dabei gemachten Voraussetzungen kann allerdings nicht als gesichert angesehen werden.

Die Kalibrierung beruhte hier auf der Verwendung von 17 Galaxien, deren Entfernungen alle aus der P–L–C Relation der Cepheiden resultierten. Die Durchführung selber fand schließlich mittels 101 Galaxien aus dem 'Atlas of Galaxis' von Sandage und Bedke statt. Bei der Auswertung wurde speziell auf die Schwächen eingegangen, die zu Unsicherheiten in der Anwendung der Tully–Fisher Relation führen können. Die dabei von uns erhaltenen Ergebnisse stellen sich wie folgt dar:

1. Für den Parameter y lieferte die Regression der Virialdiagramme 4.15, 4.16 und 4.19 Ergebnisse im Bereich 0.4 bis 0.7. Aufgrund dieses Ergebnisses führten wir unsere Analyse mit insgesamt sieben verschiedenen Werten von y innerhalb dieses Intervalles durch. Anhand der Histogramme 4.22 bis 4.27 ergab sich für $y = 0.7$ mit 27% die größte Abnahme in der Streuung in Bezug auf die Originaldaten.

2. Das qualitativ beste Ergebnis dieser Auswertung erhalten wir mit den Galaxien, deren de Vaucouleurs–Typen die Beziehung $2 \leq T \leq 4$ erfüllen (Teil 1–Galaxien). Dieses entspricht (mit nicht vollständiger Eindeutigkeit) Galaxien vom Typ Sab bis Sbc.

3. Eine Korrektur der Linienbreiten, die die Verunreinigung der reinen Galaxienrotation durch innere turbulente Bewegungen berücksichtigen soll, führt in sehr guter Näherung für unser Sample nur zu einer Erniedrigung der unkorrigierten Rotationsgeschwindigkeit v_R um einen Faktor 1.13.

4. Für die unter 2. genannten Galaxien zeigte sich der Wert von H_0 sowohl bezüglich einer Variation von y im Intervall 0.4 bis 0.7, als auch von der Anbringung der unter 3. genannten Korrektur nahezu unabhängig.

5. Genau das Gegenteil ergibt sich für die Galaxien mit $4 < T \leq 6$. Es zeigt sich sowohl eine starke, monotone Abhängigkeit von y als auch von der unter 3. genannten Korrektur. Selbst für unrealistisch hohe Werte von y liegt die Streuung für diese Galaxien kaum unter der der Originaldaten (für $y = 1.5$ erhalten wir nur eine Verringerung der Streuung um 6%).

6. Im Gegensatz zu y stellt $\log \mathcal{V}$ eine sehr entscheidende Größe bei der Bestimmung von H_0 dar. Die Regressionswerte für $\log \mathcal{V}$ liegen im Bereich 2.08 bis 2.26 (für Galaxien mit $v_E > 1000\ km/s$) und mit größer werdendem $\mathcal{V}$ fällt H_0 wie $\mathcal{V}^{-1/y}$.

7. Der von uns im Rahmen dieser Auswertung favorisierte Wert für H_0 beträgt

$$H_0 \quad = \quad \begin{cases} (80 \pm 5) & km/s/Mpc \quad \text{für} \quad v_R \\ (84 \pm 6) & km/s/Mpc \quad \text{für} \quad v_R^c \end{cases}$$

   welcher mittels der 1–Galaxien (Frühtyp–Galaxien; siehe 2.) gewonnen wurde und zu $0.65 < y < 0.7$ korrespondiert (vgl. Tab. 4.7 Seite 63). Orientieren wir uns an dem Minimum der Streuung var, so ergibt sich dieses für $y = 1.0$ und $H_0 = 76 \pm 4$ (1–Galaxien mit v_R).

8. Wir kommen zu dem Ergebnis, daß unser Wert des Hubble–Parameters keiner wesentlichen Korrektur bezüglich des Malmquist–Bias bedarf. Hingegen scheint sich abzuzeichnen, daß die Berücksichtigung der vom Satelliten HIPPARCOS gesammelten Daten in einer Erniedrigung des Wertes von H_0 resultiert. Da sowohl Malmquist–Bias als auch die Resultate von HIPPARCOS auf eine Überschätzung von H_0 hinweisen, scheint es vernünftig zu sein, eine Verringerung des von uns erhaltenen Hubble–Parameters um ca. 5–10% für möglich zu halten.

Der von uns erhaltene Wert für H_0 hat direkte Konsequenzen für die Wahl des kosmologischen Modells, welches unser Universum beschreibt. Setzen wir ein Weltalter von $t_0 \approx 14$ Milliarden Jahren an, so ergibt sich aus unserem $h_0 \approx 0.8$ die Notwendigkeit einer positiven kosmologischen Konstanten Λ, wobei dieses unabhängig von Ω_0 gilt. Somit wäre auch das Einstein–de Sitter Modell ausgeschlossen. Selbst für $t_0 \approx 10$ Milliarden Jahren und $\Lambda = 0$ müßte mit $h_0 = 0.8$ $\Omega_0 \leq 0.3$ gelten.

Anhang A

Die freien Parameter der Kosmologie

Die Einstein'schen Feldgleichungen der Allgemeinen Relativitätstheorie verknüpfen über den Ricci–Tensor $\mathcal{R}_{\mu\nu}$ und den Ricci–Skalar $\mathcal{R}$ die Krümmung der Raum–Zeit mit deren Materieinhalt, beschrieben durch den Energie–Impuls–Tensor $\mathcal{T}_{\mu\nu}$. Ein zusätzlicher, die Prinzipien der Allgemeinen Relativitätstheorie respektierender Term, kann wahlweise als inhärente Krümmung der Raum–Zeit oder als Vakuumenergiedichte interpretiert werden: Die Kosmologische Konstante Λ.

<u>Einstein'sche Feldgleichungen:</u>

$$\mathcal{R}_{\mu\nu} - \frac{1}{2}\mathcal{R}\mathbf{g}_{\mu\nu} + \Lambda\mathbf{g}_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4}\mathcal{T}_{\mu\nu} \tag{A.1}$$

Läßt man Aspekte des sehr frühen Universums sowie ihrer heute möglichen Relikte außer acht (Phasenübergänge, Inflation, Topologische Effekte, usw.) so läßt sich $\mathcal{T}_{\mu\nu}$ hinreichend genau durch den Materie– und Strahlungsinhalt des Kosmos approximieren. Die Materie kann dabei als druckfreies Medium, beschrieben nur durch eine zeitabhängige mittlere Massendichte $\rho(t)$, angesehen werden, während für die Strahlung eine Zustandsgleichung zwischen Energiedichte $\rho_S(t)\cdot c^2$ und Druck $p_S(t)$ erfüllt sein muß. Der Energie–Impuls–Tensor nimmt damit die Form $\mathcal{T}_{00} = [\rho(t) + \rho_S(t)]\cdot c^2$, $\mathcal{T}_{ii} = -p_S(t)$ $(i = 1,2,3)$, $\mathcal{T}_{ik} \equiv 0$ sonst an. Dieses zusammen mit der Friedmann–Robertson–Walker–Metrik in die Feldgleichungen eingesetzt, liefert die

<u>Friedmann–Lemaître–Gleichungen:</u>[1]

$$\frac{\dot{R}^2(t)}{R^2(t)} = \frac{8\pi G}{3}[\rho(t) + \rho_S(t)] + \frac{\Lambda c^2}{3} - \frac{kc^2}{R^2(t)} \tag{A.2}$$

$$\frac{\ddot{R}(t)}{R(t)} = -\frac{4\pi G}{3}[\rho(t) + \rho_S(t) + 3p_S(t)/c^2] + \frac{\Lambda c^2}{3} \tag{A.3}$$

<u>Zustandsgleichung :</u>

$$p_S(t) = \frac{1}{3}\rho_S(t)\cdot c^2 \tag{A.4}$$

[1] Für ein materiedominiertes Universum ($\rho_S(t), p_S(t) \equiv 0$) ergeben sich die **Friedmann–Gleichungen**.

Durch Differentiation der ersten Gleichung lassen sich Gleichung (A.2) und (A.3) leicht in folgendes Differentialgleichungssystem überführen:

$$\begin{aligned}
\dot{\rho}(t) + \frac{3\dot{R}(t)}{R(t)}\rho(t) &= -\left\{\dot{\rho}_S(t) + \frac{3\dot{R}(t)}{R(t)}[\rho_S(t) + p_S(t)/c^2]\right\} && \text{(A.5)} \\
\frac{\ddot{R}(t)}{R(t)} &= -\frac{4\pi G}{3}[\rho(t) + \rho_S(t) + 3p_S(t)/c^2] + \frac{\Lambda c^2}{3} && \text{(A.6)}
\end{aligned}$$

Im folgenden soll nun gezeigt werden, daß auch der Strahlungsbeitrag in unserem Universum kaum Einfluß auf dessen Evolution hat. Dazu betrachten wir zuerst Ω_0 und $\Omega_{S,0}$ (siehe Def c und Def d). Aus Nukleosyntheserechnungen erhält man eine untere Schranke $\Omega_0 h_0^2 \geq 0.011$ (Goenner 1994, Seite 199). Den größten Beitrag zu $\rho_{S,0}$ liefert die Hintergrundstrahlung mit einer Temperatur von $T_{HG,0} = 2,735K$ (Mather et al. 1990), so daß $\Omega_{S,0} h_0^2 \approx 2.5 \cdot 10^{-5}$.

$$\Rightarrow \qquad \frac{\Omega_{S,0}}{\Omega_0} \approx 2.3 \cdot 10^{-3} \qquad \text{(A.7)}$$

Bei Vernachlässigung der Wechselwirkung zwischen Strahlung und Materie seit der Rekombination ergeben sich aus (A.5) mit (A.4) folgende Relationen:
$\rho(t) \cdot R^3(t) = \text{const.}$ und $\rho_S(t) \cdot R^4(t) = \text{const.}$

$$\begin{aligned}
\Rightarrow \qquad \frac{\rho_S(t)}{\rho(t)} &= \frac{\rho_{S,0}}{\rho_0}\frac{R_0}{R(t)} = \frac{\Omega_{S,0}}{\Omega_0}\frac{R_0}{R(t)} = \frac{\Omega_{S,0}}{\Omega_0}(z+1) \\
&\approx 2.3 \cdot 10^{-3}(z+1) && \text{(A.8)}
\end{aligned}$$

$$\Rightarrow \qquad \rho_S(t)/\rho(t) \ll 1 \Leftrightarrow z \ll 430 \qquad \text{(A.9)}$$

Diese Abschätzung zeigt, daß während der Evolution des Universums nach dem Standardmodell fast immer $\rho_S(t)$ gegenüber $\rho(t)$ zu vernachlässigen ist. Damit werden wir auf folgendes System geführt:

$$\begin{aligned}
\frac{\dot{\rho}(t)}{\rho(t)} &= -3\frac{\dot{R}(t)}{R(t)} && \text{(A.10)} \\
\frac{\ddot{R}(t)}{R(t)} &= -\frac{4\pi G}{3}\rho(t) + \frac{\Lambda c^2}{3} && \text{(A.11)}
\end{aligned}$$

Gleichung (A.11) läßt sich nun durch Subtraktion von $\dot{R}^2(t)/R^2(t)$ auf beiden Seiten in eine Differentialgleichung erster Ordnung für $H(t)$ (siehe (Def a)) umschreiben:

$$\dot{H}(t) = -\frac{4\pi G}{3}\rho(t) + \frac{\Lambda c^2}{3} - H^2(t) \qquad \text{(A.12)}$$

Somit erhalten wir aus den Gleichungen (A.10) und (A.12) Lösungen für die mittlere Materieenergiedichte $\rho(t)$ und den Hubble–Parameter $H(t)$ mit den Integrationskonstanten ρ_0 und H_0 sowie dem freien Parameter Λ. Schließlich erhalten wir aus Gleichung (A.2) das zeitliche Verhalten des Skalenfaktors $R(t)$. Mit den Definitionen für Ω und λ sowie der

Restriktion $R^2(t) \geq 0$ erkennt man aus Gleichung (A.2) auch, daß k kein freier Parameter mehr ist:

$$k \quad = \quad \begin{cases} +\ 1 \\ \ 0 \\ -\ 1 \end{cases} \qquad \Leftrightarrow \qquad \Omega_0 + \lambda_0 \quad \begin{cases} > 1 \\ = 1 \\ < 1 \end{cases}$$

Anhang B

Tabellen

B.1 Referenzen zu Abbildung 1.1

Tabelle B.1: Referenzen der h_0–Werte aus Abbildung 1.1. Die Erläuterungen zu den Abkürzungen der einzelnen Methoden erfolgt in Kapitel 3.

Referenz	Methode	h_0
Lemaître (1927)		6.25
Hubble (1929)	Cepheiden, ...	5.13 $\pm$0.6
		4.65 $\pm$ 0.5
Hubble, Humason (1931)	hellste Galaxien in Clustern	5.58
Hubble (1936)	hellste Sterne	5.26
Hubble (1937)		5.25
Behr (1951)	Revision der Hubbledaten	2.6
Baum (1955)	Kugelsternhaufen, ...	1.5
Baade (1955)		1.98
Humason et al. (1956)	$z - m$ Relation	1.8
Sandage (1958)	Revision der Hubbledaten	0.75
Holmberg (1958)		1.34 $\pm$ 0.06
Sersic (1960)	H–II Regionen	1.25 $\pm$ 0.05
Sandage (1968)	Kugelsternhaufen	$0.753^{+0.19}_{-0.15}$
de Vaucouleurs (1970)	Kugelsternhaufen	0.5
Branch, Patchett (1973)	SNe I	$0.4^{+0.25}_{-0.13}$
Kirshner, Kwan (1974)	SN II EPM	0.6 $\pm$0.15
Sandage, Tammann (1975 a)	H–II Regionen	0.57 $\pm$0.03
van den Bergh (1975)		$0.95^{+0.15}_{-0.12}$
Sandage, Tammann (1976)	Tully–Fisher Relation	0.503 $\pm 0.043\sigma$
Lynden–Bell (1977)	superluminale Radio–Quellen	1.1 $\pm$ 0.1
Heidmann (1977)	Tully–Fisher Relation	0.83 $\pm$0.19
Visvanathan, Sandage (1977)	$C - M$ Relation	0.493 $\pm$0.04
Shostak (1978)		0.8 $\pm$0.03
de Vaucouleurs, Bollinger (1979)		1.0 $\pm$0.1
Visvanathan (1979)		0.508
Kennicutt (1979)	H–II Regionen	$0.6^{+0.15}_{-0.1}$

Tabelle B.1: Fortsetzung

Referenz	Methode	h_0
Mould et al. (1980)	Tully–Fisher Relation	0.65 ± 0.04
Stenning, Hartwick (1980)		0.75 ± 0.15
Aaronson et al. (1980b)	Tully–Fisher Relation	0.95 ± 0.04
Kennicutt (1981)	H–II Regionen	0.55
de Vaucouleurs et al. (1981)	Tully–Fisher Relation	1.0 ± 0.1
de Vaucouleurs (1982)		0.95
Sandage,Tammann (1982)	hellste Sterne	0.5 ± 0.07
Aaronson, Mould (1983)	Tully–Fisher Relation	0.82 ± 0.1
van den Bergh (1985)	Kugelsternhaufen	0.74 ± 0.12
Aaronson et al. (1986)	Tully–Fisher Relation	0.9
Bottinelli et al. (1987)	Tully–Fisher Relation	0.72 ± 0.05
Melnick et al. (1988)	H–II Regionen	0.89 ± 0.1
Sandage (1988b)	Tully–Fisher Relation	0.56 ± 0.13
Bottinelli et al. (1988)	Tully–Fisher Relation	0.72 ± 0.03
van den Bergh (1989)		0.67 ± 0.08
Capaccioli et al. (1990)	Novae, SNe	0.7 ± 0.15
Tammann, Leibundgut (1990)	SNe Ia	0.46 ± 0.1
Mc Hardy et al. (1990)	Sunyaev–Zel'dovich Effekt	$0.24^{+0.13}_{-0.10}$
Hoell, Priester (1991)	Lymanα–Wald	0.9
Tonry (1991)	SBF	0.82 ± 0.07
Schmidt et al. (1992)	SN II EPM	0.6 ± 0.1
Ichikawa, Fukugita (1992)	Tully–Fisher Relation	$0.785^{+0.103}_{-0.091}$
Sandage, Tammann (1993)	SNe Ia	0.47 ± 0.05
de Vaucouleurs (1993)		0.85 ± 0.04
Pierce et al. (1994)	Cepheiden	0.87 ± 0.07
Schmidt et al. (1994)	SN II EPM	$0.73 \pm 0.06 \pm 0.07$
Birkinshaw, Hughes (1994)	Sunyaev–Zel'dovich Effekt	0.55 ± 0.17
Sandage, Tammann (1995)	GCLF	0.55 ± 0.07
Kennicutt et al. (1995)	Cepheiden	0.8 ± 0.17
Sparks et al. (1996)	GCLF	0.78 ± 0.11
Tanvir (1996)	Cepheiden	0.69 ± 0.08
Branch et al. (1996)	SNe Ia	0.57 ± 0.05
Thomsen et al. (1997)	SBF	0.71 ± 0.11

B.2 Tabellen zu Kapitel 4

In den folgenden Tabellen werden die Daten vorgestellt, mittels derer die Auswertung der Tully–Fisher Relation zur Bestimmung von H_0 in Kapitel 4 vorgenommen wurde. Die **Spaltenbeschriftungen** haben dabei folgende Bedeutungen:

1. NGC (bzw. †: IC) – Nummer der Galaxie;

2. de Vaucouleurs Klassifizierung T aus RC3;

3. galaktische Länge l in ° aus RC3;

4. galaktische Breite b in ° aus RC3;

5. heliozentrische Fluchtgeschwindigkeit $v_\odot$ in km/s aus RC3;

6. Fluchtgeschwindigkeit v_E in km/s:
Zuerst berechnen wir die Fluchtgeschwindigkeit bezogen auf das Zentrum der Lokalen Gruppe (LG) v_{LG} für eine Sonnenbewegung mit $v = 301$ km/s in Richtung $l_* = 98°$, $b_* = -4°$ (siehe Kapitel 4.3.1) in km/s (Fehler: ±5%) nach:

$$v_{LG} = v_\odot - 40 \cos l \cos b + 298 \sin l \cos b - 19 \sin b \tag{B.1}$$

Damit erhalten wir v_E durch Korrektur von v_{LG} bezüglich des Einfalls der LG auf den Virgo Haufen in Richtung $l_0 = 284°, b_0 = 74°$ in km/s nach:

$$v_E = v_{LG} + 170 \cdot [\sin b_0 \sin b + \cos b_0 \cos b \cos(l_0 - l)] \tag{B.2}$$

(Burstein 1990; Paturel et al. 1997; Fehler: ebenfalls ±5%)

7. Linienbreite Δv_{20} in km/s aus Bottinelli et al. 1990 gemessen bei 20% der maximalen HI–Intensität;

8. Linienbreite Δv_{50} in km/s aus Bottinelli et al. 1990 gemessen bei 50% der maximalen HI–Intensität;

9. große Halbachse a in cm (Fehler: ±10%) aus SB;

10. kleine Halbachse b in cm (Fehler: ±10%) aus SB;

11. Umrechnungsskala: $u \hat{=} 2'$ in cm (Fehler: ±0.1 cm) aus SB;

12. $\bar{a}$ in 10^{-3} rad

$$\begin{aligned} \bar{a} &= \frac{2 \cdot a}{u} \cdot \frac{2 \cdot \pi}{21600} \\ &= \frac{a \cdot \pi}{5400 \cdot u} \end{aligned} \tag{B.3}$$

$$\begin{aligned} \sigma_{\bar{a}} &= \bar{a} \cdot \sqrt{\left(\frac{\sigma_a}{a}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_u}{u}\right)^2} \\ &= 0.1 \cdot \bar{a} \cdot \sqrt{1 + u^{-2}} \end{aligned} \tag{B.4}$$

13. $\bar{b}$ in 10^{-3} rad nach (B.3) und (B.4) mit der Ersetzung $a \rightarrow b$;

14. δ in $10^{-3} rad$: gewichtetes Mittel (nach Barlow 1989, Seite 53) aus 12 oder Wert aus RC3 (für NGC 224, 3368, 4639, 598, 4496 A und 4571);
gewichtetes Mittel:

$$\delta = \frac{\bar{a}_1 \sigma_{\bar{a}_2}^2 + \bar{a}_2 \sigma_{\bar{a}_1}^2}{\sigma_{\bar{a}_1}^2 + \sigma_{\bar{a}_2}^2} \tag{B.5}$$

$$\sigma_\delta = \sqrt{\frac{\sigma_{\bar{a}_1}^2 \cdot \sigma_{\bar{a}_2}^2}{\sigma_{\bar{a}_1}^2 + \sigma_{\bar{a}_2}^2}} \tag{B.6}$$

In RC3 sind die 10er–Logarithmen des Isophotendurchmessers D_{25} ($[D_{25}] = 0.1'$) angegeben: Nach (B.7) und (B.8) gilt $Y = D_{25}$ für $\tau = 1, X = \log D_{25}$ und $\xi = 0$.

$$Y = 10^{\tau \cdot X + \xi} \quad \text{(B.7)}$$

$$\sigma_Y = \ln 10 \cdot \tau \cdot Y \cdot \sigma_X \quad \text{(B.8)}$$

Damit ergibt sich δ zu:

$$\delta = D_{25} \cdot \frac{\pi}{1.08} \cdot 10^{-5} \quad \text{(B.9)}$$

$$\sigma_\delta = \delta \cdot \frac{\sigma_{D_{25}}}{D_{25}} \quad \text{(B.10)}$$

15. ϵ in $10^{-3} rad$: gewichtetes Mittel aus 13 nach (B.5) und (B.6) mit den Ersetzungen $\delta \to \epsilon$ und $a \to b$ oder Wert aus RC3:

$$d_{25} = \frac{D_{25}}{R_{25}}$$

$$\sigma_{d_{25}} = d_{25} \cdot \sqrt{\left(\frac{\sigma_{D_{25}}}{D_{25}}\right) + \left(\frac{\sigma_{R_{25}}}{R_{25}}\right)}$$

und anschließender Berechnung von ϵ nach (B.9) und (B.10) mit den Ersetzungen $\delta \to \epsilon$ und $D_{25} \to d_{25}$.

16. Entfernungsmodul μ_0 in mag aus: † Giovanelli et al. 1997, ‡ Graham et al. 1997, †† Rawson et al. 1997, ◇ Freedman 1997 und darunter Entfernung D in Mpc nach (B.7) und (B.8): $Y = D$ für $\tau = 0.2, X = \mu_0$ und $\xi = 1$.

17. Linienbreite Δv_{20}^c in km/s korrigiert bezüglich nichtzirkularer Bewegungen innerhalb der Galaxien nach Tully und Fouqué (1985);

$$\Delta v_l^c = \sqrt{\Delta v_l^2 + 4\kappa^2 k_l^2 \cdot \left(1 - 2e^{-\Delta v_l^2/g_l^2}\right) - 4\Delta v_l \kappa k_l \cdot \left(1 - e^{-\Delta v_l^2/g_l^2}\right)} \quad \text{(B.11)}$$

$$\sigma_{\Delta v_l^c} = \sqrt{\left(\frac{\partial \Delta v_l^c}{\partial \Delta v_l} \cdot \sigma_{\Delta v_l}\right)^2 + \left(\frac{\partial \Delta v_l^c}{\partial \kappa} \cdot \sigma_\kappa\right)^2} \quad \text{(B.12)}$$

mit $\kappa = 12 \pm 4\ km/s$ und

l	k_l	$g_l[km/s]$
20	1.96	120
50	1.13	100

18. Linienbreite Δv_{50}^c in km/s korrigiert bezüglich nichtzirkularer Bewegungen innerhalb der Galaxien nach Tully und Fouqué (1985) nach (B.11) und (B.12);

19. Gewichtetes Mittel Δv aus Δv_{20} und Δv_{50} in km/s nach Fouqué et al. 1990;

$$\Delta v = \left[\Delta v_{20}^2 \cdot \Delta v_{50}\right]^{1/3} \quad \text{(B.13)}$$

$$\sigma_{\Delta v} = \frac{\Delta v}{3} \cdot \sqrt{\left(\frac{2\sigma_{\Delta v_{20}}}{\Delta v_{20}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{\Delta v_{50}}}{\Delta v_{50}}\right)^2} \quad \text{(B.14)}$$

20. Gewichtetes Mittel Δv^c aus Δv^c_{20} und Δv^c_{50} in km/s nach (B.13) und (B.14) mit den Ersetzungen $\Delta v_{20}, \Delta v_{50} \to \Delta v^c_{20}, \Delta v^c_{50}$;

21. q_0 nach (B.7) und (B.8): $Y = q_0$ für $X = T$ und

τ	ξ	T
-0.053	-0.43	≤ 7
0	-0.38	> 7

Die Auswertung von (B.8) ergab die Fehler: $\pm$ 0.01 außer †: ± 0.00, ‡ : $\pm$ 0.02;

22. Cosinus der Inklination ζ berechnet mit der Holmberg–Formel;

$$cos_H\zeta = \sqrt{\frac{(\epsilon/\delta)^2 - 0.04}{0.96}} \tag{B.15}$$

$$\sigma_{cos_H\zeta} = \frac{1}{0.96} \cdot \frac{1}{cos_H\zeta} \cdot \left(\frac{\epsilon}{\delta}\right)^2 \cdot \sqrt{\left(\frac{\sigma_\epsilon}{\epsilon}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_\delta}{\delta}\right)^2} \tag{B.16}$$

23. Cosinus der Inklination ζ berechnet mit der Formel nach Fouqué et al. 1990;

$$\cos_F \zeta = \sqrt{\frac{(\epsilon/\delta)^2 - q_0^2}{1 - q_0^2}} \tag{B.17}$$

$$\begin{aligned} \sigma_{\cos_F\zeta} &= \frac{1}{1-q_0^2} \cdot \frac{1}{\cos_F \zeta} \cdot \\ &\cdot \sqrt{\left(\frac{\epsilon \cdot \sigma_\epsilon}{\delta^2}\right)^2 + \left(\frac{\epsilon^2 \cdot \sigma_\delta}{\delta^3}\right)^2 + \left(\frac{(\epsilon/\delta)^2 - 1}{1 - q_0^2} \cdot q_0^2 \cdot \sigma_{q_0}\right)^2} \end{aligned} \tag{B.18}$$

24. Durchmesser d in kpc. Er wird aufgrund der kleinen auftretenden Winkel δ und ϵ nach folgender Näherung berechnet:

$$d = 10^3 \cdot \delta \cdot D \tag{B.19}$$

$$\sigma_d = d \cdot \sqrt{\left(\frac{\sigma_\delta}{\delta}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_D}{D}\right)^2} \tag{B.20}$$

25. Rotationsgeschwindigkeit v_R in km/s aus den Δv und $cos_F\zeta$ außer † : mit $cos_H\zeta$;

$$v_R = \frac{\Delta v}{2 \cdot \sqrt{1 - cos^2\zeta}} \tag{B.21}$$

$$\sigma_{v_R} = v_R \cdot \sqrt{\left(\frac{\sigma_{\Delta v}}{\Delta v}\right)^2 + \left(\frac{cos\zeta \cdot \sigma_{cos\zeta}}{1 - cos^2\zeta}\right)^2} \tag{B.22}$$

26. Rotationsgeschwindigkeit v^c_R in km/s aus Δv^c und $cos_F\zeta$ außer † : mit $cos_H\zeta$ nach (B.21) und (B.22) mit der Ersetzung $\Delta v \to \Delta v^c$;

Ein $\diamond$ weist darauf hin, daß diese Galaxie nicht in SB enthalten ist, ein ∇ zeigt an, daß die Inklination ζ dieser Galaxie aus mindestens zwei der in Kapitel 4.1 (4) genannten Intervalle herausfällt (siehe auch Kapitel 4.3.2 (6)), ein $\square$ deutet an, daß die Galaxie nach der Diskussion in Kapitel 4.3.2 (1)–(5) entfällt.

Die **Spaltenbeschriftungen** 1 bis 26 entsprechen der auf den vorherigen Seiten gegebenen Aufzählung.

Tabelle B.2: Die 17 in Kapitel 4 benutzten Galaxien des Teils I

	Nr.	1	2	3	4	5	6	7	8
$\diamond$	1	224	3 ± 0.3	121.2	-21.6	-300 ± 4	-139	536 ± 7	510 ± 7
	2	1365	3 ± 0.3	238.0	-54.6	1662 ± 4	1429	398 ± 6	370 ± 6
	3	3031	2 ± 0.3	142.1	40.9	-34 ± 4	195	434 ± 5	422 ± 5
	4	3351	3 ± 0.3	234.0	56.4	778 ± 4	795	277 ± 4	268 ± 5
$\diamond$	5	3368	2 ± 0.3	234.4	57.0	897 ± 4	916	354 ± 4	341 ± 4
∇	6	4321	4 ± 0.3	271.1	76.9	1586 ± 3	1670	269 ± 4	241 ± 4
	7	4536	4 ± 0.3	293.0	64.7	1804 ± 3	1831	336 ± 3	323 ± 4
$\diamond$	8	4639	4 ± 0.5	294.3	76.0	1010 ± 6	1092	356 ± 8	278 ± 5
$\diamond$	9	598	6 ± 0.3	133.6	-31.3	-179 ± 3	-82	199 ± 7	184 ± 4
	10	2403	6 ± 0.3	150.6	29.2	131 ± 3	332	244 ± 5	231 ± 5
∇	11	5457	6 ± 0.3	102.0	59.8	241 ± 2	493	186 ± 3	143 ± 3
∇	12	300	7 ± 0.3	299.2	-79.4	142 ± 4	-43	150 ± 5	149 ± 3
	13	925	7 ± 0.3	144.9	-25.2	553 ± 3	643	215 ± 3	200 ± 3
	14	2366	10 ± 0.3	146.4	28.5	100 ± 3	313	113 ± 2	96 ± 2
	15	3621	7 ± 0.3	281.2	26.1	727 ± 5	564	280 ± 5	266 ± 6
$\diamond\nabla$	16	4496 A	9 ± 0.3	290.6	66.3	1730 ± 5	1763	175 ± 7	156 ± 6
$\diamond\nabla$	17	4571	6.5 ± 0.5	287.5	76.7	342 ± 4	425	171 ± 4	154 ± 3

Tabelle B.3: Die 17 in Kapitel 4 benutzten Galaxien des Teils I

1	9	10	11	12	13	14	15	16
224						55.4 ± 1.3	17.9 ± 4.2	$24.44 \pm 0.12^{\dagger}$
								0.773 ± 0.04
1365	10.5	5.0	2.00	3.1 ± 0.3	1.5 ± 0.2	3.1 ± 0.3	1.5 ± 0.2	$31.30 \pm 0.17^{\dagger}$
								18.20 ± 1.42
3031	43.0	21.0	4.10	6.1 ± 0.6	3.0 ± 0.3	6.3 ± 0.5	3.0 ± 0.2	$27.80 \pm 0.20^{\dagger}$
	16.5	7.5	1.45	6.6 ± 0.8	3.0 ± 0.4			3.63 ± 0.33
3351	11.0	6.2	7.05	0.9 ± 0.1	0.5 ± 0.1	0.9 ± 0.1	0.5 ± 0.1	$30.01 \pm 0.19^{\ddagger}$
								10.05 ± 0.88
3368						2.2 ± 0.1	1.5 ± 0.1	$30.32 \pm 0.16^{\dagger}$
								11.59 ± 0.85
4321	21.5	18.0	7.95	1.6 ± 0.2	1.3 ± 0.1	1.6 ± 0.1	1.3 ± 0.1	$31.16 \pm 0.15^{\dagger}$
	7.2	6.2	2.65	1.6 ± 0.2	1.4 ± 0.1			17.06 ± 1.18
4536	9.5	2.4	4.70	1.2 ± 0.1	0.3 ± 0.0	1.2 ± 0.1	0.3 ± 0.0	$31.10 \pm 0.13^{\dagger}$
								16.60 ± 0.99
4639						0.8 ± 0.0	0.3 ± 0.1	$32.00 \pm 0.23^{\dagger}$
								25.12 ± 2.66
598						20.6 ± 0.5	12.1 ± 0.6	$24.63 \pm 0.10^{\dagger}$
								0.843 ± 0.04
2403	42.0	28.0	4.90	5.0 ± 0.5	3.3 ± 0.3	5.2 ± 0.4	3.1 ± 0.2	$27.51 \pm 0.15^{\dagger}$
	18.5	9.5	1.90	5.7 ± 0.6	2.9 ± 0.3			3.18 ± 0.22
5457	41.0	29.5	3.70	6.4 ± 0.7	4.6 ± 0.5	5.7 ± 0.4	4.5 ± 0.4	$29.34 \pm 0.17^{\dagger}$
	14.0	12.0	1.60	5.1 ± 0.6	4.4 ± 0.5			7.38 ± 0.58
300	11.5	9.6	1.20	5.6 ± 0.7	4.7 ± 0.6	5.8 ± 0.5	4.7 ± 0.4	$26.66 \pm 0.15^{\dagger}$
	32.5	24.5	3.05	6.2 ± 0.7	4.7 ± 0.5			2.15 ± 0.15
925	34.5	16.9	7.10	2.8 ± 0.3	1.4 ± 0.1	2.7 ± 0.2	1.3 ± 0.1	$29.84 \pm 0.16^{\dagger}$
	11.0	5.0	2.45	2.6 ± 0.3	1.2 ± 0.1			9.29 ± 0.68
2366	31.0	14.0	7.15	2.5 ± 0.3	1.1 ± 0.1	2.5 ± 0.2	0.9 ± 0.1	$27.68 \pm 0.20^{\dagger}$
	8.5	2.5	1.95	2.5 ± 0.3	0.7 ± 0.1			3.44 ± 0.32
3621	18.0	6.5	2.30	4.6 ± 0.5	1.6 ± 0.2	4.6 ± 0.5	1.6 ± 0.2	$29.13 \pm 0.18^{\dagger\dagger}$
								6.70 ± 0.56
4496 A						1.2 ± 0.1	0.9 ± 0.1	$31.13 \pm 0.13^{\dagger}$
								16.83 ± 1.01
4571						1.1 ± 0.1	0.9 ± 0.1	$30.87 \pm 0.15^{\diamond}$
								15.21 ± 1.05

Tabelle B.4: Die 17 in Kapitel 4 benutzten Galaxien des Teils I

1	17	18	19	20	21	22	23
224	489 ± 17	483 ± 11	527 ± 5	487 ± 12	0.26	0.26 ± 0.02	0.20 ± 0.03
1365	351 ± 17	343 ± 11	388 ± 4	348 ± 12	0.26	0.44 ± 0.08	0.41 ± 0.09
3031	387 ± 16	395 ± 10	430 ± 4	390 ± 12	0.29	0.44 ± 0.06	0.39 ± 0.07
3351	230 ± 16	241 ± 10	274 ± 3	234 ± 11	0.26	0.54 ± 0.09	0.52 ± 0.09
3368	307 ± 16	314 ± 10	350 ± 3	309 ± 11	0.29	0.67 ± 0.05	0.65 ± 0.05
4321	222 ± 16	214 ± 10	259 ± 3	219 ± 11	0.23	0.84 ± 0.09	0.84 ± 0.09
4536	289 ± 16	296 ± 10	332 ± 2	291 ± 11	0.23	0.16 ± 0.06	0.11 ± 0.09
4639	309 ± 18	251 ± 10	328 ± 5	288 ± 11	0.23	0.66 ± 0.05	0.66 ± 0.05
598	155 ± 16	158 ± 10	194 ± 5	156 ± 11	0.18	0.56 ± 0.04	0.57 ± 0.04
2403	198 ± 16	204 ± 10	240 ± 4	200 ± 11	0.18	0.57 ± 0.07	0.57 ± 0.07
5457	143 ± 15	119 ± 8	170 ± 2	135 ± 10	0.18	0.78 ± 0.09	0.78 ± 0.09
300	112 ± 13	125 ± 9	150 ± 3	116 ± 10	0.16	0.79 ± 0.10	0.78 ± 0.09
925	170 ± 15	173 ± 9	210 ± 2	171 ± 11	0.16	0.43 ± 0.06	0.45 ± 0.05
2366	83 ± 11	79 ± 6	107 ± 1	82 ± 8	$0.42^{\dagger}$	0.29 ± 0.05	
3621	233 ± 16	239 ± 11	275 ± 4	235 ± 12	0.16	0.31 ± 0.07	0.33 ± 0.06
4496 A	133 ± 15	131 ± 10	168 ± 5	133 ± 11	$0.42^{\dagger}$	0.79 ± 0.07	0.75 ± 0.08
4571	130 ± 14	129 ± 9	165 ± 3	130 ± 10	0.17	0.88 ± 0.08	0.88 ± 0.08

Tabelle B.5: Die 17 in Kapitel 4 benutzten Galaxien des Teils I

1	24	25	26	1	24	25	26
224	42.8 ± 2.6	269 ± 3	249 ± 6	300	12.7 ± 1.4	120 ± 23	93 ± 19
1365	55.6 ± 7.6	213 ± 10	191 ± 11	925	25.3 ± 2.6	117 ± 4	96 ± 7
3031	22.9 ± 2.8	234 ± 8	212 ± 9	2366	8.7 ± 1.0	$56 \pm 1^{\dagger}$	$43 \pm 4^{\dagger}$
3351	9.1 ± 1.2	160 ± 11	137 ± 11	3621	31.1 ± 4.3	146 ± 4	124 ± 7
3368	25.6 ± 2.0	229 ± 13	203 ± 14	4496 A	19.6 ± 1.5	128 ± 19	101 ± 17
4321	26.9 ± 2.7	238 ± 63	202 ± 55	4571	15.9 ± 1.4	176 ± 54	138 ± 44
4536	19.5 ± 2.3	167 ± 2	147 ± 6				
4639	20.5 ± 2.3	217 ± 12	191 ± 13				
598	17.4 ± 0.9	118 ± 5	95 ± 7				
2403	16.7 ± 1.7	146 ± 9	122 ± 10				
5457	42.0 ± 4.7	137 ± 25	108 ± 21				

Tabelle B.6: Die 50 in Kapitel 4 benutzten Galaxien des Teils II, 1

	Nr.	1	2	3	4	5	6	7	8
	18	151	4 ± 0.3	108.9	-72.1	3747 ± 5	3685	463 ± 6	452 ± 5
	19	210	3 ± 0.3	111.6	-76.5	1634 ± 6	1550	302 ± 7	280 ± 5
	20	255	4 ± 0.3	119.6	-74.3	1600 ± 7	1524	204 ± 5	144 ± 6
∇	21	289	4 ± 0.3	299.1	-85.9	1631 ± 5	1470	308 ± 6	272 ± 6
	22	753	4 ± 0.3	137.7	-25.1	4886 ± 6	4998	340 ± 7	314 ± 11
	23	1425	3 ± 0.3	227.5	-52.6	1507 ± 4	1291	367 ± 5	358 ± 5
∇	24	1433	2 ± 0.3	255.7	-51.2	1075 ± 6	813	197 ± 5	175 ± 7
∇	25	1566	4 ± 0.6	264.3	-43.4	1496 ± 5	1217	233 ± 5	206 ± 7
	26	1672	3 ± 0.6	268.8	-39.0	1350 ± 7	1063	276 ± 6	199 ± 7
	27	2336	4 ± 0.3	134.0	28.2	2200 ± 4	2445	464 ± 4	440 ± 5
	28	2713	2 ± 0.3	225.7	29.2	3922 ± 6	3852	619 ± 12	604 ± 6
	29	2841	3 ± 0.3	166.9	44.2	638 ± 3	800	604 ± 4	596 ± 4
	30	2903	4 ± 0.3	208.7	44.5	556 ± 3	589	382 ± 4	371 ± 5
∇	31	2935	3 ± 0.3	253.6	22.6	2277 ± 5	2117	312 ± 6	283 ± 6
∇	32	3147	4 ± 0.3	136.3	39.5	2820 ± 7	3062	345 ± 34	345 ± 25
	33	3223	3 ± 0.3	270.8	19.1	2895 ± 7	2704	419 ± 9	402 ± 7
$\square$	34	3344	4 ± 0.3	210.0	61.3	586 ± 4	664	166 ± 5	155 ± 7
	35	3521	4 ± 0.3	255.5	52.8	805 ± 4	777	460 ± 4	439 ± 5
$\square$	36	3642	4 ± 0.3	142.6	54.5	1588 ± 9	1808	65 ± 34	75 ± 25
	37	3684	4 ± 0.3	236.0	68.1	1163 ± 4	1225	241 ± 4	209 ± 4
	38	3686	4 ± 0.5	235.7	68.3	1156 ± 4	1219	202 ± 4	189 ± 4
	39	3705	2 ± 0.3	252.0	63.8	1017 ± 11	1044	354 ± 16	345 ± 12
	40	3756	4 ± 0.3	144.6	59.6	1289 ± 5	1499	304 ± 7	286 ± 5
	41	3953	4 ± 0.3	142.2	62.6	1055 ± 5	1265	425 ± 7	411 ± 5
	42	3992	4 ± 0.3	140.1	61.9	1048 ± 4	1262	475 ± 3	459 ± 4
∇	43	4041	4 ± 0.3	132.7	54.1	1234 ± 9	1471	234 ± 8	215 ± 8
∇	44	4051	4 ± 0.3	148.9	70.1	725 ± 5	913	293 ± 4	247 ± 5
	45	4258	4 ± 0.3	138.3	68.8	448 ± 3	651	436 ± 5	416 ± 4
∇	46	4303	4 ± 0.3	284.4	66.3	1569 ± 3	1599	171 ± 3	153 ± 3
∇	47	4394	3 ± 0.3	268.2	79.3	922 ± 4	1018	178 ± 8	162 ± 4
	48	4939	4 ± 0.3	308.1	52.4	3111 ± 5	3094	460 ± 4	444 ± 5
	49	5055	4 ± 0.3	106.0	74.3	504 ± 4	711	396 ± 4	371 ± 4
	50	5248	4 ± 0.3	335.9	68.8	1153 ± 4	1241	283 ± 4	264 ± 3
	51	5351	3 ± 0.5	76.4	73.1	3619 ± 6	3826	447 ± 6	420 ± 5
	52	5364	4 ± 0.3	340.7	63.0	1241 ± 4	1320	296 ± 4	280 ± 5
	53	5371	4 ± 0.3	82.2	71.2	2553 ± 7	2770	404 ± 9	381 ± 9
	54	5879	4 ± 0.4	93.2	51.4	772 ± 5	1043	281 ± 4	268 ± 4
∇	55	5921	4 ± 0.3	8.1	47.9	1480 ± 4	1592	185 ± 5	167 ± 7
	56	5985	3 ± 0.3	93.0	46.8	2520 ± 5	2799	530 ± 5	515 ± 7
∇	57	6217	4 ± 0.3	111.3	33.4	1362 ± 4	1647	221 ± 4	173 ± 5
	58	6384	4 ± 0.3	30.3	20.8	1663 ± 9	1811	378 ± 11	361 ± 11
	59	6744	4 ± 0.3	332.2	-26.1	841 ± 5	649	329 ± 5	308 ± 7
∇	60	6814	4 ± 0.3	29.4	-16.0	1563 ± 4	1618	97 ± 5	80 ± 6
∇	61	6951	4 ± 0.3	100.9	14.9	1426 ± 6	1708	328 ± 6	313 ± 8
	62	7171	3 ± 0.3	43.5	-47.9	2696 ± 17	2691	386 ± 34	283 ± 25
∇	63	7217	2 ± 0.3	86.5	-19.7	946 ± 4	1133	324 ± 5	322 ± 6

Tabelle B.6: Fortsetzung

	Nr.	1	2	3	4	5	6	7	8
	64	7331	3 ± 0.3	93.7	-20.7	821 ± 3	1007	520 ± 4	496 ± 4
	65	7412	3 ± 0.7	351.9	-61.9	1717 ± 5	1559	176 ± 7	150 ± 8
	66	7531	4 ± 0.3	346.4	-64.5	1594 ± 5	1426	353 ± 7	332 ± 8
∇	67	7552	2 ± 0.3	348.2	-65.2	1585 ± 5	1420	231 ± 7	193 ± 8

Tabelle B.7: Die 50 in Kapitel 4 benutzten Galaxien des Teils II, 1

1	9	10	11	12	13	14	15	17	18
151	8.5	3.3	5.20	1.0 ± 0.1	0.4 ± 0.0	1.0 ± 0.1	0.4 ± 0.0	416 ± 17	425 ± 10
210	13.0	8.0	5.45	1.4 ± 0.1	0.9 ± 0.1	1.4 ± 0.1	0.9 ± 0.1	255 ± 17	253 ± 10
255	12.0	8.0	5.80	1.2 ± 0.1	0.8 ± 0.1	1.2 ± 0.1	0.8 ± 0.1	160 ± 16	120 ± 10
289	10.0	7.5	2.70	2.2 ± 0.2	1.6 ± 0.2	2.2 ± 0.2	1.6 ± 0.2	261 ± 17	245 ± 11
753	12.0	6.5	7.75	0.9 ± 0.1	0.5 ± 0.0	0.9 ± 0.1	0.5 ± 0.0	293 ± 17	287 ± 14
1425	13.0	5.3	3.90	1.9 ± 0.2	0.8 ± 0.1	1.9 ± 0.2	0.8 ± 0.1	320 ± 16	331 ± 10
1433	10.0	8.5	2.95	2.0 ± 0.2	1.7 ± 0.2	2.0 ± 0.2	1.7 ± 0.2	153 ± 15	149 ± 11
1566	32.0	25.5	6.40	2.9 ± 0.3	2.3 ± 0.2	2.7 ± 0.2	2.2 ± 0.2	187 ± 16	179 ± 11
	11.5	9.5	2.65	2.5 ± 0.3	2.1 ± 0.2				
1672	10.5	6.7	2.70	2.3 ± 0.2	1.4 ± 0.2	2.3 ± 0.2	1.4 ± 0.2	229 ± 17	172 ± 11
2336	9.5	4.9	3.00	1.8 ± 0.2	1.0 ± 0.1	1.8 ± 0.2	1.0 ± 0.1	417 ± 16	413 ± 10
2713	11.0	4.0	6.35	1.0 ± 0.1	0.4 ± 0.0	1.0 ± 0.1	0.4 ± 0.0	572 ± 20	577 ± 11
2841	15.0	6.0	4.40	2.0 ± 0.2	0.8 ± 0.1	2.0 ± 0.2	0.8 ± 0.1	557 ± 16	569 ± 10
2903	13.5	4.5	2.30	3.4 ± 0.4	1.1 ± 0.1	3.4 ± 0.4	1.1 ± 0.1	335 ± 16	344 ± 10
2935	14.0	10.5	5.15	1.6 ± 0.2	1.2 ± 0.1	1.6 ± 0.2	1.2 ± 0.1	265 ± 17	256 ± 11
3147	15.0	10.5	7.55	1.2 ± 0.1	0.8 ± 0.1	1.2 ± 0.1	0.8 ± 0.1	298 ± 37	318 ± 27
3223	9.5	6.0	5.65	1.0 ± 0.1	0.6 ± 0.1	1.0 ± 0.1	0.6 ± 0.1	372 ± 18	375 ± 11
3344	31.5	31.0	9.45	1.9 ± 0.2	1.9 ± 0.2	2.0 ± 0.2	2.0 ± 0.1	126 ± 14	130 ± 10
	10.5	10.0	2.90	2.1 ± 0.2	2.0 ± 0.2				
3521	9.5	5.0	2.35	2.4 ± 0.3	1.2 ± 0.1	2.4 ± 0.3	1.2 ± 0.1	413 ± 16	412 ± 10
3642	13.0	9.8	4.50	1.7 ± 0.2	1.3 ± 0.1	1.7 ± 0.2	1.3 ± 0.1	40 ± 43	61 ± 22
3684	8.0	5.1	4.55	1.0 ± 0.1	0.7 ± 0.1	1.0 ± 0.1	0.7 ± 0.1	195 ± 16	182 ± 10
3686	7.3	5.0	4.45	1.0 ± 0.1	0.7 ± 0.1	1.0 ± 0.1	0.7 ± 0.1	158 ± 15	163 ± 10
3705	16.5	7.0	6.60	1.5 ± 0.1	0.6 ± 0.1	1.5 ± 0.1	0.6 ± 0.1	307 ± 22	318 ± 15
3756	8.5	3.6	4.85	1.0 ± 0.1	0.4 ± 0.0	1.0 ± 0.1	0.4 ± 0.0	257 ± 17	259 ± 10
3953	9.0	4.5	3.30	1.6 ± 0.2	0.8 ± 0.1	1.6 ± 0.2	0.8 ± 0.1	378 ± 17	384 ± 10
3992	12.5	7.4	3.45	2.1 ± 0.2	1.3 ± 0.1	2.1 ± 0.2	1.3 ± 0.1	428 ± 16	432 ± 10
4041	8.4	6.8	6.15	0.8 ± 0.1	0.6 ± 0.1	0.8 ± 0.1	0.6 ± 0.1	188 ± 17	188 ± 12
4051	32.5	28.0	13.55	1.4 ± 0.1	1.2 ± 0.1	1.4 ± 0.1	1.1 ± 0.1	246 ± 16	220 ± 10
	9.0	6.5	3.65	1.4 ± 0.1	1.0 ± 0.1				
4258	18.5	6.0	1.75	6.2 ± 0.7	2.0 ± 0.2	6.2 ± 0.7	2.0 ± 0.2	389 ± 16	389 ± 10
4303	8.8	7.8	2.70	1.9 ± 0.2	1.7 ± 0.2	1.9 ± 0.2	1.7 ± 0.2	130 ± 14	128 ± 9
4394	6.5	5.6	3.75	1.0 ± 0.1	0.9 ± 0.1	1.0 ± 0.1	0.9 ± 0.1	136 ± 16	137 ± 9
4939	10.0	4.6	4.35	1.3 ± 0.1	0.6 ± 0.1	1.3 ± 0.1	0.6 ± 0.1	413 ± 16	417 ± 10
5055	10.0	4.9	2.80	2.1 ± 0.2	1.0 ± 0.1	2.1 ± 0.2	1.0 ± 0.1	349 ± 16	344 ± 10
5248	9.0	6.0	2.55	2.1 ± 0.2	1.4 ± 0.2	2.1 ± 0.2	1.4 ± 0.2	236 ± 16	237 ± 10
5351	10.0	5.3	7.45	0.8 ± 0.1	0.4 ± 0.0	0.8 ± 0.1	0.4 ± 0.0	400 ± 17	393 ± 10
5364	29.0	14.5	8.65	2.0 ± 0.2	1.0 ± 0.1	1.9 ± 0.1	1.0 ± 0.1	249 ± 16	253 ± 10
	9.5	4.8	2.95	1.9 ± 0.2	1.0 ± 0.1				

Tabelle B.7: Fortsetzung

1	9	10	11	12	13	14	15	17	18
5371	9.8	6.0	5.35	1.1 ± 0.1	0.7 ± 0.1	1.1 ± 0.1	0.7 ± 0.1	357 ± 18	354 ± 13
5879	13.0	5.0	5.80	1.3 ± 0.1	0.5 ± 0.1	1.3 ± 0.1	0.5 ± 0.1	234 ± 16	241 ± 10
5921	8.3	6.6	3.20	1.5 ± 0.2	1.2 ± 0.1	1.5 ± 0.2	1.2 ± 0.1	142 ± 15	142 ± 11
5985	13.0	6.8	5.00	1.5 ± 0.2	0.8 ± 0.1	1.5 ± 0.2	0.8 ± 0.1	483 ± 16	488 ± 11
6217	6.0	4.5	7.25	0.5 ± 0.0	0.4 ± 0.0	0.5 ± 0.0	0.4 ± 0.0	176 ± 16	147 ± 10
6384	11.0	6.0	3.00	2.1 ± 0.2	1.2 ± 0.1	2.1 ± 0.2	1.2 ± 0.1	331 ± 19	334 ± 14
6744	42.0 12.0	25.0 7.0	5.05 1.50	4.8 ± 0.5 4.7 ± 0.6	2.9 ± 0.3 2.7 ± 0.3	4.8 ± 0.4	2.8 ± 0.2	282 ± 16	281 ± 11
6814	7.5	6.5	6.45	0.7 ± 0.1	0.6 ± 0.1	0.7 ± 0.1	0.6 ± 0.1	70 ± 12	66 ± 7
6951	8.5	7.5	4.50	1.1 ± 0.1	1.0 ± 0.1	1.1 ± 0.1	1.0 ± 0.1	281 ± 17	286 ± 12
7171	8.5	4.0	7.15	0.7 ± 0.1	0.3 ± 0.0	0.7 ± 0.1	0.3 ± 0.0	339 ± 37	256 ± 27
7217	10.0	8.2	6.40	0.9 ± 0.1	0.7 ± 0.1	0.9 ± 0.1	0.7 ± 0.1	277 ± 16	295 ± 11
7331	14.0	5.0	2.55	3.2 ± 0.3	1.1 ± 0.1	3.2 ± 0.3	1.1 ± 0.1	473 ± 16	469 ± 10
7412	9.0	6.0	4.75	1.1 ± 0.1	0.7 ± 0.1	1.1 ± 0.1	0.7 ± 0.1	134 ± 15	126 ± 11
7531	13.0	5.0	4.40	1.7 ± 0.2	0.7 ± 0.1	1.7 ± 0.2	0.7 ± 0.1	306 ± 17	305 ± 12
7552	9.5	8.5	5.10	1.1 ± 0.1	1.0 ± 0.1	1.1 ± 0.1	1.0 ± 0.1	185 ± 17	167 ± 12

Tabelle B.8: Die 50 in Kapitel 4 benutzten Galaxien des Teils II, 1

1	19	20	21	22	23	25	26
151	459 ± 4	419 ± 12	0.23	0.34 ± 0.07	0.32 ± 0.07	243 ± 7	221 ± 8
210	294 ± 5	254 ± 12	0.26	0.59 ± 0.10	0.58 ± 0.10	180 ± 16	156 ± 15
255	182 ± 4	145 ± 10	0.23	0.65 ± 0.10	0.65 ± 0.10	119 ± 14	95 ± 13
289	295 ± 4	256 ± 12	0.23	0.74 ± 0.12	0.74 ± 0.12	219 ± 43	189 ± 38
753	331 ± 6	291 ± 12	0.23	0.51 ± 0.08	0.50 ± 0.09	192 ± 12	168 ± 12
1425	364 ± 4	324 ± 12	0.26	0.36 ± 0.07	0.33 ± 0.08	193 ± 6	171 ± 8
1433	189 ± 4	152 ± 11	0.29	0.84 ± 0.13	0.84 ± 0.14	173 ± 69	139 ± 56
1566	224 ± 4	184 ± 11	$0.23^{\ddagger}$	0.80 ± 0.09	0.80 ± 0.09	188 ± 39	155 ± 33
1672	247 ± 5	208 ± 11	$0.26^{\ddagger}$	0.62 ± 0.10	0.60 ± 0.11	155 ± 16	131 ± 15
2336	456 ± 3	416 ± 11	0.23	0.49 ± 0.09	0.48 ± 0.09	259 ± 14	236 ± 14
2713	614 ± 8	574 ± 14	0.29	0.31 ± 0.06	0.23 ± 0.09	315 ± 8	294 ± 9
2841	601 ± 3	561 ± 11	0.26	0.35 ± 0.07	0.32 ± 0.08	317 ± 9	296 ± 10
2903	378 ± 3	338 ± 11	0.23	0.27 ± 0.07	0.25 ± 0.07	195 ± 4	175 ± 7
2935	302 ± 4	262 ± 12	0.26	0.74 ± 0.11	0.73 ± 0.12	222 ± 42	192 ± 37
3147	345 ± 24	304 ± 27	0.23	0.68 ± 0.11	0.68 ± 0.11	234 ± 36	207 ± 33
3223	413 ± 6	373 ± 13	0.26	0.61 ± 0.10	0.60 ± 0.10	258 ± 25	232 ± 24
3344	162 ± 4	127 ± 10	0.23	0.97 ± 0.10	0.97 ± 0.11	326 ± 544	255 ± 427
3521	453 ± 3	413 ± 11	0.23	0.50 ± 0.09	0.49 ± 0.09	260 ± 16	236 ± 16
3642	68 ± 25	46 ± 34	0.23	0.74 ± 0.12	0.74 ± 0.12	51 ± 21	34 ± 26
3684	230 ± 3	191 ± 11	0.23	0.62 ± 0.10	0.61 ± 0.10	145 ± 14	121 ± 14
3686	198 ± 3	159 ± 11	0.23	0.67 ± 0.11	0.66 ± 0.11	132 ± 17	107 ± 15
3705	351 ± 11	311 ± 16	0.29	0.38 ± 0.07	0.32 ± 0.09	186 ± 8	164 ± 10
3756	298 ± 5	258 ± 12	0.23	0.38 ± 0.07	0.37 ± 0.07	160 ± 6	138 ± 8
3953	420 ± 5	380 ± 12	0.23	0.47 ± 0.08	0.46 ± 0.09	236 ± 12	213 ± 13
3992	470 ± 2	429 ± 11	0.23	0.57 ± 0.09	0.56 ± 0.10	284 ± 23	259 ± 22
4041	227 ± 6	188 ± 12	0.23	0.80 ± 0.12	0.80 ± 0.12	188 ± 51	156 ± 43

Tabelle B.8: Fortsetzung

1	19	20	21	22	23	25	26
4051	277 ± 3	237 ± 11	0.23	0.77 ± 0.08	0.77 ± 0.09	219 ± 36	187 ± 32
4258	429 ± 4	389 ± 11	0.23	0.26 ± 0.05	0.24 ± 0.06	221 ± 4	200 ± 7
4303	165 ± 2	129 ± 10	0.23	0.88 ± 0.14	0.88 ± 0.14	172 ± 93	135 ± 73
4394	172 ± 5	136 ± 11	0.26	0.86 ± 0.18	0.85 ± 0.18	164 ± 92	129 ± 74
4939	455 ± 3	414 ± 11	0.23	0.42 ± 0.07	0.41 ± 0.07	249 ± 9	227 ± 10
5055	387 ± 3	347 ± 11	0.23	0.46 ± 0.06	0.45 ± 0.07	216 ± 8	194 ± 10
5248	277 ± 3	236 ± 11	0.23	0.65 ± 0.10	0.65 ± 0.10	181 ± 20	155 ± 18
5351	438 ± 4	398 ± 12	$0.26^{\ddagger}$	0.50 ± 0.17	0.48 ± 0.19	249 ± 29	227 ± 27
5364	291 ± 3	250 ± 11	0.23	0.47 ± 0.06	0.46 ± 0.06	164 ± 6	141 ± 8
5371	396 ± 7	356 ± 13	0.23	0.59 ± 0.10	0.58 ± 0.10	243 ± 21	219 ± 20
5879	277 ± 3	236 ± 11	0.23	0.34 ± 0.07	0.32 ± 0.07	146 ± 4	125 ± 7
5921	179 ± 4	142 ± 11	0.23	0.79 ± 0.12	0.78 ± 0.13	143 ± 37	114 ± 30
5985	525 ± 4	485 ± 12	0.26	0.49 ± 0.08	0.47 ± 0.09	298 ± 16	275 ± 16
6217	204 ± 3	166 ± 10	0.23	0.74 ± 0.11	0.73 ± 0.12	150 ± 27	122 ± 23
6384	372 ± 8	332 ± 14	0.23	0.52 ± 0.09	0.51 ± 0.09	216 ± 14	193 ± 14
6744	322 ± 4	282 ± 12	0.23	0.57 ± 0.07	0.56 ± 0.07	194 ± 12	170 ± 12
6814	91 ± 4	69 ± 8	0.23	0.86 ± 0.13	0.86 ± 0.13	89 ± 39	67 ± 30
6951	323 ± 5	283 ± 12	0.23	0.88 ± 0.13	0.87 ± 0.14	333 ± 169	292 ± 149
7171	348 ± 23	309 ± 25	0.26	0.43 ± 0.08	0.41 ± 0.08	190 ± 15	169 ± 15
7217	323 ± 4	283 ± 12	0.29	0.81 ± 0.12	0.80 ± 0.13	270 ± 78	236 ± 69
7331	512 ± 3	472 ± 11	0.26	0.30 ± 0.07	0.26 ± 0.08	265 ± 6	244 ± 8
7412	167 ± 5	131 ± 11	$0.26^{\ddagger}$	0.65 ± 0.10	0.64 ± 0.11	108 ± 13	85 ± 11
7531	346 ± 5	306 ± 12	0.23	0.34 ± 0.07	0.32 ± 0.07	182 ± 5	161 ± 8
7552	218 ± 5	179 ± 12	0.29	0.89 ± 0.14	0.89 ± 0.14	237 ± 142	194 ± 117

Tabelle B.9: Die 51 in Kapitel 4 benutzten Galaxien des Teils II, 2

	Nr.	1	2	3	4	5	6	7	8
	68	24	5 ± 0.3	43.7	-80.4	554 ± 4	437	229 ± 5	210 ± 5
	69	450	6 ± 0.4	136.3	-63.1	1761 ± 5	1720	194 ± 4	169 ± 8
	70	578	5 ± 0.3	188.3	-80.1	1630 ± 4	1486	277 ± 6	267 ± 6
$\square$	71	628	5 ± 0.3	138.6	-45.7	656 ± 3	684	78 ± 3	54 ± 3
	72	672	6 ± 0.3	138.0	-33.8	421 ± 4	497	269 ± 4	198 ± 5
	73	864	5 ± 0.3	157.6	-51.1	1560 ± 4	1524	232 ± 5	220 ± 5
	74	895	6 ± 0.3	171.8	-59.6	2289 ± 5	2197	274 ± 4	250 ± 5
	75	1187	5 ± 0.3	212.1	-60.1	1396 ± 5	1216	278 ± 6	266 ± 6
∇	76	1232	5 ± 0.3	208.8	-57.8	1682 ± 5	1508	250 ± 6	233 ± 6
	77	1249	6 ± 0.7	268.2	-53.4	1074 ± 6	809	232 ± 7	
∇	78	1288	4.6 ± 0.3	231.7	-58.1	4541 ± 9	4322		355 ± 25
	79	1337	6 ± 0.3	193.5	-48.5	1240 ± 6	1110	261 ± 4	243 ± 5
	80	1448	6 ± 0.6	251.5	-51.4	1164 ± 5	907	405 ± 5	385 ± 6
	81	1784	5 ± 0.3	211.9	-28.8	2316 ± 4	2151	342 ± 5	324 ± 5
	82	2090	5 ± 0.3	239.5	-27.4	931 ± 6	684	298 ± 8	289 ± 11
	83	2280	6 ± 0.3	237.3	-13.6	1906 ± 6	1681	403 ± 7	379 ± 11
	84	2541	6 ± 0.3	170.2	33.5	556 ± 4	695	207 ± 3	186 ± 4
∇	85	2763	6 ± 0.3	244.0	20.8	1893 ± 7	1744	215 ± 5	189 ± 8

Tabelle B.9: Fortsetzung

	Nr.	1	2	3	4	5	6	7	8
∇	86	2997	5 ± 0.3	262.6	16.8	1087 ± 4	893	281 ± 4	256 ± 5
	87	3055	5 ± 0.4	233.5	42.2	1832 ± 17	1792	280 ± 34	257 ± 25
∇	88	3184	6 ± 0.3	178.3	55.6	593 ± 4	733	147 ± 3	126 ± 4
	89	3198	5 ± 0.3	171.2	54.8	663 ± 4	819	319 ± 4	303 ± 4
	90	3319	6 ± 0.3	176.0	59.3	742 ± 4	890	223 ± 3	195 ± 4
∇	91	3423	6 ± 0.3	244.2	54.4	1011 ± 7	1004	177 ± 6	154 ± 8
	92	3486	5 ± 0.3	202.1	65.5	682 ± 4	785	232 ± 4	202 ± 4
∇	93	3513	5 ± 0.3	273.1	33.3	1194 ± 7	1062	103 ± 11	90 ± 8
	94	3614	5 ± 0.3	161.6	63.8	2333 ± 7	2510	303 ± 8	293 ± 6
	95	3629	6 ± 0.4	208.2	69.8	1517 ± 6	1620	234 ± 6	178 ± 6
∇	96	3631	5 ± 0.3	149.5	59.0	1158 ± 4	1360	125 ± 5	106 ± 5
	97	3726	5 ± 0.3	155.4	64.9	849 ± 4	1036	284 ± 4	257 ± 4
∇	98	3780	5 ± 0.3	141.9	58.1	2399 ± 5	2615	313 ± 6	289 ± 5
	99	3810	5 ± 0.3	252.9	67.2	994 ± 4	1037	266 ± 4	247 ± 3
∇	100	4136	5 ± 0.5	193.6	80.3	609 ± 6	746	104 ± 6	91 ± 5
□	101	4304	4.3 ± 0.3	296.0	29.0	2631 ± 11	2492	253 ± 16	240 ± 12
	102	4414	5 ± 0.3	174.5	83.2	720 ± 11	869	411 ± 16	377 ± 12
	103	4535	5 ± 0.3	290.1	70.6	1957 ± 3	2012	294 ± 4	267 ± 4
	104	4559	6 ± 0.3	198.4	86.5	815 ± 5	956	250 ± 5	238 ± 5
	105	4603	5 ± 0.7	300.8	21.9	2562 ± 11	2402	488 ± 16	435 ± 12
	106	4651	5 ± 0.3	293.1	79.1	805 ± 3	901	384 ± 4	358 ± 3
	107	4654	6 ± 0.3	295.4	75.9	1035 ± 3	1117	304 ± 4	283 ± 5
	108	5033	5 ± 0.3	98.1	79.5	878 ± 3	1066	445 ± 3	423 ± 3
∇	109	5068	6 ± 0.3	311.5	41.4	672 ± 5	612	124 ± 5	99 ± 6
□	110	5236	5 ± 0.3	314.6	32.0	516 ± 4	424	283 ± 5	212 ± 3
	111	5334	5 ± 0.3	333.0	58.1	1382 ± 5	1431	240 ± 7	205 ± 6
	112	5861	5 ± 0.3	348.5	39.1	1888 ± 5	1919	356 ± 9	304 ± 11
	113	6015	6 ± 0.3	95.7	44.1	833 ± 3	1115	310 ± 3	296 ± 4
	114	7361	5 ± 0.5	19.3	−61.6	1245 ± 5	1145	236 ± 6	219 ± 5
	115	7418	6 ± 0.3	3.5	−63.9	1446 ± 6	1310	231 ± 8	209 ± 8
	116	7456	6 ± 0.7	357.2	−64.2	1217 ± 6	1069	236 ± 11	233 ± 8
	117	7479	5 ± 0.3	86.3	−42.8	2378 ± 3	2463	377 ± 3	348 ± 3
	118	$764^{\dagger}$	5 ± 0.7	292.4	32.3	2128 ± 6	2000	282 ± 7	270 ± 6

Tabelle B.10: Die 51 in Kapitel 4 benutzten Galaxien des Teils II, 2

1	9	10	11	12	13	14	15	17	18
24	10.0	2.0	4.30	1.4 ± 0.1	0.3 ± 0.0	1.4 ± 0.1	0.3 ± 0.0	183 ± 16	183 ± 10
450	9.0	5.7	5.55	0.9 ± 0.1	0.6 ± 0.1	0.9 ± 0.1	0.6 ± 0.1	150 ± 15	143 ± 11
578	9.0	4.8	4.10	1.3 ± 0.1	0.7 ± 0.1	1.3 ± 0.1	0.7 ± 0.1	230 ± 17	240 ± 11
628	25.0 9.5	24.0 9.5	5.75 2.30	2.5 ± 0.3 2.4 ± 0.3	2.4 ± 0.3 2.4 ± 0.3	2.5 ± 0.2	2.4 ± 0.2	54 ± 12	43 ± 6
672	36.5 15.0	11.0 4.2	11.10 4.40	1.9 ± 0.2 2.0 ± 0.2	0.6 ± 0.1 0.6 ± 0.1	2.0 ± 0.1	0.6 ± 0.0	222 ± 16	171 ± 10
864	9.5	6.3	5.15	1.1 ± 0.1	0.7 ± 0.1	1.1 ± 0.1	0.7 ± 0.1	186 ± 16	193 ± 10
895	10.5	6.8	5.35	1.1 ± 0.1	0.7 ± 0.1	1.1 ± 0.1	0.7 ± 0.1	227 ± 16	223 ± 10

Tabelle B.10: Fortsetzung

1	9	10	11	12	13	14	15	17	18
1187	9.0	6.0	3.55	1.5 ± 0.2	1.0 ± 0.1	1.5 ± 0.2	1.0 ± 0.1	231 ± 17	239 ± 11
1232	35.0	28.5	8.25	2.5 ± 0.3	2.0 ± 0.2	2.3 ± 0.2	1.9 ± 0.1	204 ± 17	206 ± 11
	11.5	9.2	3.00	2.2 ± 0.2	1.8 ± 0.2				
1249	13.5	6.0	5.00	1.6 ± 0.2	0.7 ± 0.1	1.6 ± 0.2	0.7 ± 0.1	186 ± 17	
1288	7.0	5.3	4.55	0.9 ± 0.1	0.7 ± 0.1	0.9 ± 0.1	0.7 ± 0.1		328 ± 27
1337	15.0	3.6	4.60	1.9 ± 0.2	0.5 ± 0.1	1.9 ± 0.2	0.5 ± 0.1	214 ± 16	216 ± 10
1448	12.0	2.5	3.30	2.1 ± 0.2	0.4 ± 0.1	2.1 ± 0.2	0.4 ± 0.1	358 ± 16	358 ± 11
1784	9.0	5.5	3.90	1.3 ± 0.1	0.8 ± 0.1	1.3 ± 0.1	0.8 ± 0.1	295 ± 16	297 ± 10
2090	12.5	5.2	2.90	2.5 ± 0.3	1.0 ± 0.1	2.5 ± 0.3	1.0 ± 0.1	251 ± 18	262 ± 14
2280	13.0	5.0	3.25	2.3 ± 0.2	0.9 ± 0.1	2.3 ± 0.2	0.9 ± 0.1	356 ± 17	352 ± 14
2541	12.5	6.0	3.75	1.9 ± 0.2	0.9 ± 0.1	1.9 ± 0.2	0.9 ± 0.1	162 ± 15	160 ± 10
2763	8.0	6.5	7.10	0.7 ± 0.1	0.5 ± 0.1	0.7 ± 0.1	0.5 ± 0.1	170 ± 16	163 ± 12
2997	31.0	30.0	6.60	2.7 ± 0.3	2.6 ± 0.3	2.7 ± 0.2	2.3 ± 0.2	234 ± 16	229 ± 10
	12.0	9.0	2.60	2.7 ± 0.3	2.0 ± 0.2				
3055	10.5	6.5	9.80	0.6 ± 0.1	0.4 ± 0.0	0.6 ± 0.1	0.4 ± 0.0	233 ± 37	230 ± 27
3184	27.0	21.5	7.85	2.0 ± 0.2	1.6 ± 0.2	1.9 ± 0.1	1.5 ± 0.1	110 ± 13	104 ± 8
	10.0	7.9	3.20	1.8 ± 0.2	1.4 ± 0.2				
3198	11.5	4.0	3.60	1.9 ± 0.2	0.6 ± 0.1	1.9 ± 0.2	0.6 ± 0.1	272 ± 16	276 ± 10
3319	12.0	6.0	3.75	1.9 ± 0.2	0.9 ± 0.1	1.9 ± 0.2	0.9 ± 0.1	177 ± 15	168 ± 10
3423	9.0	7.0	4.90	1.1 ± 0.1	0.8 ± 0.1	1.1 ± 0.1	0.8 ± 0.1	135 ± 15	129 ± 11
3486	35.0	25.5	9.95	2.1 ± 0.2	1.5 ± 0.2	2.1 ± 0.2	1.5 ± 0.1	186 ± 16	175 ± 10
	12.0	8.6	3.30	2.1 ± 0.2	1.5 ± 0.2				
3513	5.5	4.0	4.10	0.8 ± 0.1	0.6 ± 0.1	0.8 ± 0.1	0.6 ± 0.1	75 ± 14	74 ± 9
3614	12.5	6.0	5.40	1.4 ± 0.1	0.6 ± 0.1	1.4 ± 0.1	0.6 ± 0.1	256 ± 18	266 ± 11
3629	6.0	4.3	6.40	0.5 ± 0.1	0.4 ± 0.0	0.5 ± 0.1	0.4 ± 0.0	188 ± 16	152 ± 10
3631	9.5	7.5	3.90	1.4 ± 0.2	1.1 ± 0.1	1.4 ± 0.2	1.1 ± 0.1	92 ± 12	87 ± 8
3726	30.5	20.0	10.60	1.7 ± 0.2	1.1 ± 0.1	1.7 ± 0.1	1.0 ± 0.1	237 ± 16	230 ± 10
	10.0	6.0	3.50	1.7 ± 0.2	1.0 ± 0.1				
3780	6.5	4.8	4.85	0.8 ± 0.1	0.6 ± 0.1	0.8 ± 0.1	0.6 ± 0.1	266 ± 17	262 ± 10
3810	6.5	4.7	3.75	1.0 ± 0.1	0.7 ± 0.1	1.0 ± 0.1	0.7 ± 0.1	219 ± 16	220 ± 10
4136	10.5	8.0	5.00	1.2 ± 0.1	0.9 ± 0.1	1.2 ± 0.1	0.9 ± 0.1	76 ± 12	75 ± 7
4304	6.0	6.0	3.95	0.9 ± 0.1	0.9 ± 0.1	0.9 ± 0.1	0.9 ± 0.1	207 ± 22	213 ± 15
4414	10.0	5.0	6.45	0.9 ± 0.1	0.5 ± 0.1	0.9 ± 0.1	0.5 ± 0.1	364 ± 22	350 ± 15
4535	14.0	9.0	4.55	1.8 ± 0.2	1.2 ± 0.1	1.8 ± 0.2	1.2 ± 0.1	247 ± 16	240 ± 10
4559	15.0	4.9	3.20	2.7 ± 0.3	0.9 ± 0.1	2.7 ± 0.3	0.9 ± 0.1	204 ± 16	211 ± 11
4603	10.0	7.0	5.80	1.0 ± 0.1	0.7 ± 0.1	1.0 ± 0.1	0.7 ± 0.1	441 ± 22	408 ± 15
4651	8.5	5.5	4.90	1.0 ± 0.1	0.7 ± 0.1	1.0 ± 0.1	0.7 ± 0.1	337 ± 16	331 ± 10
4654	10.5	5.2	4.00	1.5 ± 0.2	0.8 ± 0.1	1.5 ± 0.2	0.8 ± 0.1	257 ± 16	256 ± 10
5033	13.0	5.9	2.60	2.9 ± 0.3	1.3 ± 0.1	2.9 ± 0.3	1.3 ± 0.1	398 ± 16	396 ± 10
5068	24.0	21.5	7.20	1.9 ± 0.2	1.7 ± 0.2	1.9 ± 0.1	1.8 ± 0.1	92 ± 12	81 ± 8
	8.5	8.0	2.65	1.9 ± 0.2	1.8 ± 0.2				
5236	26.5	25.5	5.30	2.9 ± 0.3	2.8 ± 0.3	3.0 ± 0.2	2.9 ± 0.2	236 ± 16	185 ± 9
	10.5	10.0	2.00	3.1 ± 0.3	2.9 ± 0.3				
5334	13.0	8.0	5.60	1.4 ± 0.1	0.8 ± 0.1	1.4 ± 0.1	0.8 ± 0.1	194 ± 17	178 ± 11
5861	8.0	5.5	5.90	0.8 ± 0.1	0.5 ± 0.1	0.8 ± 0.1	0.5 ± 0.1	309 ± 18	277 ± 14
6015	9.0	4.0	3.70	1.4 ± 0.2	0.6 ± 0.1	1.4 ± 0.2	0.6 ± 0.1	263 ± 16	269 ± 10
7361	10.5	2.5	5.10	1.2 ± 0.1	0.3 ± 0.0	1.2 ± 0.1	0.3 ± 0.0	190 ± 16	192 ± 10

Tabelle B.10: Fortsetzung

1	9	10	11	12	13	14	15	17	18
7418	8.0	6.0	4.75	1.0 ± 0.1	0.7 ± 0.1	1.0 ± 0.1	0.7 ± 0.1	185 ± 17	182 ± 12
7456	12.0	3.5	4.15	1.7 ± 0.2	0.5 ± 0.1	1.7 ± 0.2	0.5 ± 0.1	190 ± 19	206 ± 12
7479	31.5	21.5	17.05	1.1 ± 0.1	0.7 ± 0.1	1.0 ± 0.1	0.7 ± 0.1	330 ± 16	321 ± 10
	8.3	5.5	4.75	1.0 ± 0.1	0.7 ± 0.1				
$764^{\dagger}$	10.5	3.5	4.10	1.5 ± 0.2	0.5 ± 0.1	1.5 ± 0.2	0.5 ± 0.1	235 ± 17	243 ± 11

Tabelle B.11: Die 51 in Kapitel 4 benutzten Galaxien des Teils II, 2

1	19	20	21	22	23	25	26
24	222 ± 4	183 ± 11	0.20	0.02 ± 0.35		$111 \pm 2^{\dagger}$	$92 \pm 6^{\dagger}$
450	185 ± 4	148 ± 11	0.18	0.61 ± 0.10	0.62 ± 0.10	118 ± 12	94 ± 11
578	274 ± 4	233 ± 12	0.20	0.50 ± 0.09	0.50 ± 0.09	158 ± 9	135 ± 10
628	69 ± 2	50 ± 8	0.20	0.98 ± 0.11	0.98 ± 0.11	169 ± 425	121 ± 306
672	243 ± 3	204 ± 11	0.18	0.22 ± 0.04	0.23 ± 0.04	125 ± 2	105 ± 6
864	228 ± 4	188 ± 11	0.20	0.65 ± 0.10	0.65 ± 0.10	150 ± 17	124 ± 16
895	266 ± 3	226 ± 11	0.18	0.63 ± 0.10	0.63 ± 0.10	172 ± 18	146 ± 17
1187	274 ± 4	234 ± 12	0.20	0.65 ± 0.10	0.65 ± 0.10	180 ± 21	154 ± 20
1232	244 ± 4	204 ± 12	0.20	0.80 ± 0.09	0.80 ± 0.09	203 ± 39	170 ± 34
1249	232 ± 7	186 ± 17	$0.18^{\ddagger}$	0.41 ± 0.07	0.41 ± 0.07	127 ± 6	102 ± 10
1288	355 ± 25	328 ± 27	0.21	0.75 ± 0.12	0.74 ± 0.12	266 ± 55	245 ± 52
1337	255 ± 3	215 ± 11	0.18	0.14 ± 0.06	0.16 ± 0.05	129 ± 2	109 ± 6
1448	398 ± 4	358 ± 12	0.18	0.06 ± 0.11	0.11 ± 0.06	200 ± 2	180 ± 6
1784	336 ± 4	296 ± 12	0.20	0.59 ± 0.10	0.59 ± 0.10	208 ± 18	183 ± 18
2090	295 ± 6	255 ± 13	0.20	0.37 ± 0.07	0.37 ± 0.07	159 ± 6	137 ± 8
2280	395 ± 6	355 ± 12	0.18	0.34 ± 0.07	0.35 ± 0.07	210 ± 6	189 ± 8
2541	200 ± 2	161 ± 11	0.18	0.45 ± 0.08	0.45 ± 0.08	112 ± 5	91 ± 7
2763	206 ± 4	167 ± 11	0.18	0.80 ± 0.12	0.81 ± 0.12	174 ± 48	141 ± 40
2997	272 ± 3	232 ± 11	0.20	0.83 ± 0.09	0.83 ± 0.09	242 ± 58	206 ± 50
3055	272 ± 24	232 ± 26	0.20	0.60 ± 0.09	0.60 ± 0.10	170 ± 21	145 ± 21
3184	140 ± 2	108 ± 9	0.18	0.78 ± 0.09	0.79 ± 0.09	113 ± 20	88 ± 17
3198	314 ± 3	273 ± 11	0.20	0.29 ± 0.06	0.29 ± 0.06	164 ± 4	143 ± 7
3319	213 ± 2	174 ± 11	0.18	0.47 ± 0.08	0.48 ± 0.08	121 ± 6	99 ± 8
3423	169 ± 5	133 ± 11	0.18	0.77 ± 0.12	0.77 ± 0.12	132 ± 29	104 ± 24
3486	222 ± 3	182 ± 11	0.20	0.71 ± 0.08	0.71 ± 0.08	157 ± 18	129 ± 16
3513	98 ± 8	75 ± 10	0.20	0.71 ± 0.11	0.71 ± 0.11	70 ± 13	53 ± 11
3614	300 ± 6	259 ± 12	0.20	0.45 ± 0.08	0.44 ± 0.08	167 ± 8	145 ± 9
3629	214 ± 4	175 ± 11	0.18	0.70 ± 0.11	0.71 ± 0.11	151 ± 23	124 ± 20
3631	118 ± 4	91 ± 8	0.20	0.78 ± 0.12	0.78 ± 0.12	94 ± 23	72 ± 19
3726	275 ± 3	235 ± 11	0.20	0.61 ± 0.07	0.60 ± 0.07	172 ± 11	147 ± 12
3780	305 ± 4	265 ± 12	0.20	0.73 ± 0.11	0.73 ± 0.11	221 ± 38	192 ± 34
3810	260 ± 3	220 ± 11	0.20	0.71 ± 0.11	0.71 ± 0.11	184 ± 29	155 ± 26
4136	99 ± 4	76 ± 8	0.20	0.75 ± 0.12	0.75 ± 0.12	75 ± 16	57 ± 13
4304	249 ± 11	209 ± 16	0.22	1.00 ± 0.15	1.00 ± 0.15		
4414	399 ± 11	359 ± 16	0.20	0.47 ± 0.08	0.47 ± 0.08	226 ± 13	203 ± 13
4535	285 ± 3	245 ± 11	0.20	0.62 ± 0.10	0.62 ± 0.10	182 ± 19	156 ± 17
4559	246 ± 4	206 ± 11	0.18	0.26 ± 0.06	0.28 ± 0.06	128 ± 3	107 ± 6
4603	470 ± 11	430 ± 15	$0.20^{\ddagger}$	0.68 ± 0.11	0.69 ± 0.11	323 ± 46	295 ± 43

Tabelle B.11: Fortsetzung

1	19	20	21	22	23	25	26
4651	375 ± 3	335 ± 11	0.20	0.63 ± 0.10	0.63 ± 0.10	241 ± 25	215 ± 23
4654	297 ± 3	257 ± 11	0.18	0.46 ± 0.08	0.47 ± 0.08	168 ± 8	145 ± 9
5033	438 ± 2	397 ± 11	0.20	0.42 ± 0.08	0.41 ± 0.08	240 ± 10	218 ± 11
5068	115 ± 4	88 ± 8	0.18	0.91 ± 0.10	0.92 ± 0.10	145 ± 85	111 ± 65
5236	257 ± 3	218 ± 11	0.20	0.96 ± 0.11	0.96 ± 0.11	447 ± 553	379 ± 469
5334	228 ± 5	188 ± 12	0.20	0.59 ± 0.10	0.59 ± 0.10	141 ± 13	117 ± 13
5861	338 ± 7	298 ± 13	0.20	0.67 ± 0.11	0.67 ± 0.11	228 ± 30	201 ± 27
6015	305 ± 2	265 ± 11	0.18	0.41 ± 0.07	0.41 ± 0.07	168 ± 6	145 ± 8
7361	230 ± 4	191 ± 11	0.20	0.13 ± 0.06	0.13 ± 0.07	116 ± 2	96 ± 6
7418	223 ± 6	184 ± 12	0.18	0.74 ± 0.11	0.74 ± 0.11	166 ± 31	137 ± 27
7456	235 ± 8	195 ± 13	$0.18^{\ddagger}$	0.22 ± 0.06	0.24 ± 0.05	121 ± 4	100 ± 7
7479	367 ± 2	327 ± 11	0.20	0.65 ± 0.07	0.66 ± 0.07	244 ± 21	217 ± 20
$764^{\dagger}$	278 ± 5	238 ± 12	$0.20^{\ddagger}$	0.27 ± 0.06	0.27 ± 0.06	144 ± 4	123 ± 7

B.3 Sekundär verwendete Daten

In diesem Unterkapitel werden die Daten aufgeführt, die nur zu vergleichenden Zwecken aufgenommen wurden oder die sich erst im Verlauf der Auswertung in Kapitel 4 ergaben.

1. NGC (bzw. †: IC) – Nummer der Galaxie;

A Das Achsenverhältnis der großen zur kleinen Galaxien–Halbachse entlang der Isophote mit $M_B = 25^m/('')^2$: R_{25}. Diese sind in RC3 als 10er–Logarithmen angegeben und werden nach (B.7) und (B.8) mit $Y = R_{25}, \tau = 1, X = \log R_{25}$ und $\xi = 0$ umgerechnet.

B Die in Kapitel 4.3 definierte Größe $x := v_E \cdot \delta/\sigma$ als 10er–Logarithmus. $[x] = 1$.

$$\begin{aligned}\log x &= \log(v_E \cdot \delta) - \log \sigma \\ \sigma_{\log x} &= \frac{1}{\ln 10} \cdot \sqrt{\left(\frac{\sigma_{v_E}}{v_E}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_\delta}{\delta}\right)^2}\end{aligned}$$

C Der Isophotendurchmesser der großen Halbachse D_{25} in $10^{-3} rad$. Aus RC3 ist $\log D_{25}$ ($[D_{25}] = 0.1'$) entnommen, dieser wird nach (B.7) und (B.8) für $Y = D_{25}, \tau = 1, X = \log D_{25}$ und $\xi = 0$ umgerechnet (siehe auch Kapitel B.2 14.). $\sigma_{D_{25}} = 0.0$ außer für $\dagger: 0.1; \ddagger: 0.2; \diamondsuit: 0.5; \S: 1.3$.

D_i Für die Galaxien Nummer 1 – 17:
Der nach (4.25) bestimmte Hubble–Parameter H_0^i in Einheiten von $km/s/Mpc$ für $i \in \{0, ..., 6\}$ (siehe Kapitel 4.3.2 II).

$$\begin{aligned}H_0^i &= \frac{\sigma}{\kappa \cdot d} \cdot \frac{\delta}{D_{25}} \cdot \left(\frac{v_R}{\mathcal{V}}\right)^{1/y_i} \\ \sigma_{H_0^i} &= H_0^i \cdot \left[\left(\frac{\sigma_\kappa}{\kappa}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_d}{d}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_\delta}{\delta}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{D_{25}}}{D_{25}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{v_R}}{y_i v_R}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{\mathcal{V}}}{y_i \mathcal{V}}\right)^2\right]^{1/2} \\ \kappa &= 0.909173 \pm 0.009329\end{aligned}$$

Der obere Wert in jeder Spalte wurde mit

$$\log \mathcal{V} \;=\; 2.2377 \pm 0.0294$$

und der untere Wert mit

$$\log \mathcal{V} \;=\; 2.2150 \pm 0.0279$$

bestimmt (siehe Tabelle 4.6; $[\mathcal{V}] = km/s$).

Für die Galaxien Nummer 18 – 118:
Der korrigierte Winkeldurchmesser π_i nach (4.13) in $10^{-3} rad$ für $i \in \{0, ..., 6\}$ (siehe Kapitel 4.3.2 II).

$$\pi_i \;=\; \delta \cdot \left(\frac{v_R^*}{v_R}\right)^{1/y_i} \tag{B.23}$$

$$\sigma_{\pi_i} \;=\; \pi_i \cdot \sqrt{\left(\frac{\sigma_\delta}{\delta}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{v_R}}{y_i v_R}\right)^2} \tag{B.24}$$

$$v_R^* \;=\; 230\; km/s/Mpc$$

E$_i$ Die zu D$_i$ entsprechenden Größen $H_{0,i}^c$ und π_i^c, diesmal berechnet mit v_R^c statt v_R. Der obere Wert in jeder Spalte für die Galaxien mit den Nummern 1 – 17 wurde mit

$$\log \mathcal{V} \;=\; 2.1733 \pm 0.0294$$

und der untere Wert mit

$$\log \mathcal{V} \;=\; 2.1675 \pm 0.0302$$

bestimmt (siehe Tabelle 4.6; $[\mathcal{V}] = km/s$).

F$_i$ Die mittels π_i aus den Spalten D$_i$ nach (4.26) bestimmte Größe x_i als 10er–Logarithmus für $i \in \{0, ..., 6\}$. $[x_i] = 1$.

$$\log x_i \;=\; \log(v_E \cdot \pi_i) - \log \sigma \tag{B.25}$$

$$\sigma_{\log x_i} \;=\; \frac{1}{\ln 10} \cdot \sqrt{\left(\frac{\sigma_{v_E}}{v_E}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{\pi_i}}{\pi_i}\right)^2} \tag{B.26}$$

G$_i$ Die zu F$_i$ entsprechenden Größe $\log x_i^c$, diesmal berechnet mit π_i^c statt π_i.

Die **Spaltenbeschriftungen** 1 bis G6 entsprechen der auf den vorherigen Seiten gegebenen Aufzählung.

Tabelle B.12: Daten für die 17 Teil I–Galaxien

Nr.	1	A	C	D_0	D_1	D_2	D_3
1	224	3.09 ± 0.14	$55.4^{\S}$	155.4 ± 28.8	137.4 ± 23.1	124.5 ± 19.2	114.9 ± 16.4
				177.1 ± 31.5	154.3 ± 24.9	138.2 ± 20.5	126.3 ± 17.4
2	1365	1.82 ± 0.08	$3.3^{\dagger}$	62.5 ± 17.1	59.0 ± 15.1	56.3 ± 13.7	54.2 ± 12.7
				71.3 ± 19.1	66.3 ± 16.7	62.5 ± 15.0	59.6 ± 13.7
3	3031	1.91 ± 0.09	$7.8^{\ddagger}$	164.2 ± 39.4	151.0 ± 33.8	141.2 ± 29.8	133.7 ± 27.0
				187.1 ± 43.7	169.6 ± 37.1	156.8 ± 32.4	147.0 ± 29.1
4	3351	1.48 ± 0.07	2.2	84.2 ± 24.6	86.0 ± 23.3	87.5 ± 22.3	88.7 ± 21.5
				96.0 ± 27.6	96.6 ± 25.8	97.1 ± 24.4	97.6 ± 23.3
5	3368	1.45 ± 0.07	$2.2^{\dagger}$	173.9 ± 41.1	160.8 ± 34.4	151.1 ± 29.6	143.5 ± 26.1
				198.2 ± 45.6	180.6 ± 37.7	167.7 ± 32.1	157.9 ± 28.0
6	4321	1.17 ± 0.05	2.2	133.7 ± 93.3	122.3 ± 76.2	113.9 ± 64.2	107.4 ± 55.3
				152.3 ± 106.0	137.3 ± 85.3	126.4 ± 71.0	118.1 ± 60.6
7	4536	2.34 ± 0.11	$2.2^{\dagger}$	55.2 ± 12.9	55.7 ± 12.2	56.2 ± 11.8	56.5 ± 11.4
				62.9 ± 14.3	62.6 ± 13.4	62.4 ± 12.8	62.2 ± 12.3
8	4639	1.48 ± 0.10	0.8	193.3 ± 49.2	181.4 ± 42.4	172.5 ± 37.5	165.4 ± 33.8
				220.3 ± 54.8	203.8 ± 46.6	191.5 ± 40.8	181.9 ± 36.5
9	598	1.70 ± 0.08	$20.6^{\diamond}$	48.5 ± 9.9	54.0 ± 9.9	58.8 ± 9.9	63.0 ± 9.8
				55.3 ± 10.9	60.6 ± 10.8	65.3 ± 10.6	69.3 ± 10.4
10	2403	1.78 ± 0.08	$6.4^{\dagger}$	71.6 ± 18.7	75.0 ± 17.9	77.8 ± 17.3	80.2 ± 16.8
				81.6 ± 20.8	84.2 ± 19.7	86.4 ± 18.7	88.2 ± 18.1
11	5457	1.07 ± 0.05	$8.4^{\ddagger}$	19.9 ± 10.2	21.3 ± 9.8	22.4 ± 9.4	23.3 ± 9.0
				22.7 ± 11.6	23.9 ± 10.9	24.8 ± 10.3	25.7 ± 9.8
12	300	1.41 ± 0.07	$6.4^{\dagger}$	65.0 ± 34.3	71.9 ± 34.1	78.0 ± 33.6	83.3 ± 33.0
				74.1 ± 38.9	80.8 ± 38.1	86.5 ± 37.1	91.6 ± 36.1
13	925	1.78 ± 0.08	$3.0^{\dagger}$	29.5 ± 6.7	32.9 ± 6.9	35.8 ± 7.1	38.4 ± 7.2
				33.7 ± 7.4	36.9 ± 7.6	39.8 ± 7.7	42.3 ± 7.7
14	2366	2.45 ± 0.11	$2.4^{\dagger}$	16.1 ± 3.7	22.0 ± 4.7	28.3 ± 5.7	34.8 ± 6.7
				18.4 ± 4.1	24.8 ± 5.2	31.5 ± 6.2	38.3 ± 7.3
15	3621	1.74 ± 0.08	$3.6^{\dagger}$	58.6 ± 14.9	61.5 ± 14.8	63.9 ± 14.7	65.9 ± 14.6
				66.8 ± 16.6	69.1 ± 16.3	70.9 ± 16.0	72.5 ± 15.8
16	4496 A	1.26 ± 0.06	$1.2^{\dagger}$	53.4 ± 22.4	58.0 ± 21.8	61.9 ± 21.1	65.4 ± 20.5
				60.8 ± 25.3	65.1 ± 24.3	68.8 ± 23.3	71.9 ± 22.4
17	4571	1.12 ± 0.05	1.1	144.0 ± 114.6	143.2 ± 101.6	142.7 ± 91.3	142.2 ± 83.0
				164.1 ± 130.3	160.9 ± 113.9	158.4 ± 101.2	156.4 ± 91.1

Tabelle B.13 Daten der 17 Teil I–Galaxien

1	D_4	D_5	D_6	E_0	E_1	E_2
224	107.4 ± 14.4	101.5 ± 12.9	96.7 ± 11.6	184.6 ± 35.8	160.1 ± 28.1	142.9 ± 23.0
	117.2 ± 15.2	110.0 ± 13.5	104.2 ± 12.1	190.8 ± 37.8	164.9 ± 29.5	146.8 ± 24.0
1365	52.5 ± 11.8	51.1 ± 11.2	49.9 ± 10.7	69.0 ± 19.6	64.3 ± 17.1	60.9 ± 15.3
	57.3 ± 12.8	55.4 ± 12.0	53.8 ± 11.4	71.3 ± 20.5	66.3 ± 17.8	62.5 ± 15.9
3031	127.7 ± 24.8	122.9 ± 23.1	118.9 ± 21.7	185.9 ± 46.5	168.6 ± 39.2	156.0 ± 34.1
	139.4 ± 26.6	133.2 ± 24.6	128.1 ± 23.1	192.2 ± 48.7	173.7 ± 40.8	160.2 ± 35.4
3351	89.7 ± 20.8	90.6 ± 20.2	91.4 ± 19.8	82.0 ± 25.9	84.0 ± 24.4	85.7 ± 23.3
	97.9 ± 22.4	98.2 ± 21.7	98.4 ± 21.1	84.8 ± 27.0	86.6 ± 25.4	88.0 ± 24.1
3368	137.6 ± 23.4	132.7 ± 21.3	128.6 ± 19.6	185.4 ± 46.8	170.2 ± 38.8	159.0 ± 33.2
	150.1 ± 25.0	143.8 ± 22.6	138.6 ± 20.7	191.7 ± 49.0	175.4 ± 40.5	163.3 ± 34.5
4321	102.3 ± 48.6	98.2 ± 43.3	94.8 ± 39.1	127.6 ± 90.4	117.3 ± 74.2	109.7 ± 62.8
	111.6 ± 52.8	106.4 ± 46.8	102.1 ± 42.0	131.9 ± 93.7	120.9 ± 76.6	112.7 ± 64.6
4536	56.8 ± 11.1	57.1 ± 10.8	57.3 ± 10.7	57.8 ± 14.6	58.1 ± 13.7	58.3 ± 13.0
	62.0 ± 11.9	61.9 ± 11.6	61.8 ± 11.3	59.8 ± 15.2	59.8 ± 14.2	59.9 ± 13.5
4639	159.8 ± 31.0	155.2 ± 28.8	151.3 ± 27.1	203.1 ± 55.0	189.5 ± 46.9	179.4 ± 41.2
	174.3 ± 33.3	168.2 ± 30.8	163.1 ± 28.7	210.0 ± 57.5	195.2 ± 48.8	184.2 ± 42.7
598	66.8 ± 9.6	70.1 ± 9.5	73.2 ± 9.3	40.8 ± 10.8	46.2 ± 11.0	51.1 ± 11.0
	72.9 ± 10.2	76.0 ± 10.0	78.8 ± 9.8	42.1 ± 11.3	47.6 ± 11.4	52.4 ± 11.4
2403	82.3 ± 16.3	84.1 ± 16.0	85.6 ± 15.7	65.9 ± 19.4	69.6 ± 18.7	72.8 ± 18.1
	89.8 ± 17.5	91.1 ± 17.1	92.3 ± 16.6	68.1 ± 20.2	71.7 ± 19.4	74.8 ± 18.7
5457	24.2 ± 8.6	24.9 ± 8.3	25.5 ± 8.0	16.1 ± 8.7	17.5 ± 8.5	18.8 ± 8.3
	26.4 ± 9.4	27.0 ± 9.0	27.5 ± 8.6	16.6 ± 9.0	18.1 ± 8.8	19.3 ± 8.6
300	88.0 ± 32.3	92.2 ± 31.6	95.9 ± 31.0	50.2 ± 28.3	57.2 ± 28.9	63.4 ± 29.1
	96.0 ± 35.1	100.0 ± 34.1	103.4 ± 33.2	51.9 ± 29.4	58.9 ± 29.8	65.1 ± 30.0
925	40.8 ± 7.3	42.8 ± 7.4	44.5 ± 7.5	25.6 ± 7.0	29.0 ± 7.3	32.0 ± 7.5
	44.5 ± 7.8	46.4 ± 7.9	48.2 ± 7.9	26.5 ± 7.4	29.9 ± 7.6	32.9 ± 7.7
2366	41.3 ± 7.7	47.7 ± 8.6	54.0 ± 9.5	11.9 ± 3.8	16.8 ± 5.0	22.2 ± 6.1
	45.0 ± 8.3	51.7 ± 9.2	58.2 ± 10.1	12.3 ± 4.0	17.3 ± 5.2	22.8 ± 6.3
3621	67.6 ± 14.6	69.1 ± 14.5	70.4 ± 14.5	57.3 ± 16.1	60.2 ± 15.8	62.7 ± 15.6
	73.8 ± 15.7	74.9 ± 15.6	75.9 ± 15.5	59.2 ± 16.8	62.0 ± 16.4	64.4 ± 16.1
4496 A	68.4 ± 19.9	71.1 ± 19.2	73.4 ± 18.7	42.6 ± 19.6	47.5 ± 19.5	51.7 ± 19.3
	74.6 ± 21.5	77.0 ± 20.7	79.1 ± 20.0	44.1 ± 20.3	48.9 ± 20.2	53.1 ± 19.9
4571	141.8 ± 76.2	141.5 ± 70.4	141.2 ± 65.5	114.2 ± 93.3	116.6 ± 84.9	118.6 ± 77.9
	154.7 ± 82.9	153.3 ± 76.2	152.1 ± 70.5	118.1 ± 96.6	120.1 ± 87.6	121.8 ± 80.1

Tabelle B.14 Daten der 17 Teil I–Galaxien

1	E_3	E_4	E_5	E_6
224	130.2 ± 19.4	120.5 ± 16.8	112.9 ± 14.8	106.7 ± 13.3
	133.4 ± 20.2	123.2 ± 17.5	115.2 ± 15.4	108.7 ± 13.8
1365	58.2 ± 14.0	56.0 ± 13.0	54.3 ± 12.2	52.8 ± 11.5
	59.6 ± 14.4	57.3 ± 13.4	55.4 ± 12.5	53.8 ± 11.8
3031	146.3 ± 30.5	138.8 ± 27.7	132.7 ± 25.6	127.6 ± 23.9
	149.9 ± 31.5	141.9 ± 28.6	135.4 ± 26.3	130.1 ± 24.5
3351	87.0 ± 22.3	88.2 ± 21.6	89.1 ± 20.9	90.0 ± 20.4
	89.1 ± 23.0	90.1 ± 22.2	91.0 ± 21.5	91.7 ± 20.9
3368	150.4 ± 29.0	143.6 ± 25.9	138.0 ± 23.4	133.4 ± 21.5
	154.1 ± 30.1	146.8 ± 26.7	140.9 ± 24.2	136.0 ± 22.1
4321	103.8 ± 54.3	99.2 ± 47.8	95.4 ± 42.7	92.3 ± 38.6
	106.4 ± 55.7	101.4 ± 48.9	97.4 ± 43.6	94.1 ± 39.4
4536	58.5 ± 12.4	58.6 ± 12.0	58.8 ± 11.7	58.9 ± 11.4
	59.9 ± 12.9	59.9 ± 12.4	60.0 ± 12.0	60.0 ± 11.7
4639	171.4 ± 36.9	165.1 ± 33.7	159.9 ± 31.1	155.6 ± 29.0
	175.7 ± 38.2	168.8 ± 34.7	163.3 ± 32.0	158.6 ± 29.8
598	55.5 ± 11.0	59.5 ± 10.9	63.0 ± 10.7	66.2 ± 10.6
	56.9 ± 11.4	60.8 ± 11.2	64.3 ± 11.1	67.5 ± 10.9
2403	75.5 ± 17.5	77.8 ± 17.0	79.9 ± 16.6	81.6 ± 16.2
	77.4 ± 18.1	79.6 ± 17.5	81.5 ± 17.1	83.2 ± 16.7
5457	19.9 ± 8.1	20.9 ± 7.9	21.8 ± 7.6	22.6 ± 7.4
	20.4 ± 8.3	21.4 ± 8.1	22.3 ± 7.8	23.0 ± 7.6
300	69.0 ± 29.1	74.1 ± 28.9	78.6 ± 28.6	82.8 ± 28.3
	70.7 ± 29.9	75.7 ± 29.6	80.3 ± 29.3	84.4 ± 28.9
925	34.7 ± 7.6	37.1 ± 7.7	39.3 ± 7.7	41.2 ± 7.8
	35.5 ± 7.8	37.9 ± 7.9	40.1 ± 8.0	42.0 ± 8.0
2366	27.9 ± 7.1	33.7 ± 8.1	39.5 ± 9.1	45.4 ± 10.0
	28.6 ± 7.3	34.4 ± 8.4	40.4 ± 9.3	46.2 ± 10.2
3621	64.8 ± 15.4	66.6 ± 15.3	68.1 ± 15.1	69.5 ± 15.1
	66.4 ± 15.9	68.1 ± 15.7	69.5 ± 15.6	70.8 ± 15.4
4496 A	55.5 ± 18.9	58.9 ± 18.6	61.9 ± 18.2	64.6 ± 17.8
	56.9 ± 19.5	60.2 ± 19.1	63.2 ± 18.6	65.8 ± 18.2
4571	120.2 ± 72.0	121.5 ± 67.0	122.7 ± 62.7	123.7 ± 58.9
	123.1 ± 73.9	124.3 ± 68.6	125.2 ± 64.0	126.1 ± 60.1

Tabelle B.15 Daten der 50 Teil II,1–Galaxien

Nr.	1	A	B	C	D_0	D_1	D_2
18	151	2.19 ± 0.15	0.24 ± 0.05	1.1	0.8 ± 0.1	0.8 ± 0.1	0.9 ± 0.1
19	210	1.51 ± 0.10	0.03 ± 0.05	$1.5^{\dagger}$	2.6 ± 0.6	2.4 ± 0.5	2.3 ± 0.5
20	255	1.20 ± 0.08	-0.04 ± 0.05	0.9	6.2 ± 2.0	5.2 ± 1.5	4.5 ± 1.2
21	289	1.41 ± 0.10	0.20 ± 0.05	$1.5^{\dagger}$	2.4 ± 1.2	2.4 ± 1.1	2.4 ± 1.0
22	753	1.29 ± 0.06	0.35 ± 0.05	0.7	1.4 ± 0.3	1.3 ± 0.2	1.3 ± 0.2
23	1425	2.24 ± 0.15	0.10 ± 0.05	$1.7^{\dagger}$	3.0 ± 0.4	2.9 ± 0.4	2.8 ± 0.3
24	1433	1.10 ± 0.05	-0.10 ± 0.05	$1.9^{\dagger}$	4.0 ± 4.0	3.7 ± 3.3	3.5 ± 2.8
25	1566	1.26 ± 0.06	0.22 ± 0.04	$2.4^{\dagger}$	4.5 ± 2.3	4.2 ± 2.0	4.1 ± 1.7
26	1672	1.20 ± 0.06	0.08 ± 0.05	$1.9^{\dagger}$	6.0 ± 1.7	5.4 ± 1.4	5.0 ± 1.2
27	2336	1.82 ± 0.08	0.35 ± 0.05	2.1	1.4 ± 0.2	1.4 ± 0.2	1.4 ± 0.2
28	2713	2.40 ± 0.17	0.29 ± 0.05	1.1	0.5 ± 0.1	0.5 ± 0.1	0.5 ± 0.1
29	2841	2.29 ± 0.11	-0.10 ± 0.05	$2.4^{\dagger}$	0.9 ± 0.1	1.0 ± 0.1	1.0 ± 0.1
30	2903	2.09 ± 0.10	0.00 ± 0.05	$3.7^{\dagger}$	5.1 ± 0.6	4.9 ± 0.6	4.7 ± 0.6
31	2935	1.29 ± 0.09	0.22 ± 0.05	1.1	1.7 ± 0.8	1.7 ± 0.7	1.7 ± 0.7
32	3147	1.12 ± 0.08	0.25 ± 0.05	$1.1^{\dagger}$	1.1 ± 0.4	1.1 ± 0.4	1.1 ± 0.4
33	3223	1.66 ± 0.11	0.12 ± 0.05	$1.2^{\dagger}$	0.7 ± 0.2	0.8 ± 0.2	0.8 ± 0.2
34	3344	1.10 ± 0.05	-0.18 ± 0.04	2.1	0.8 ± 3.5	0.9 ± 3.4	1.0 ± 3.3
35	3521	2.14 ± 0.10	-0.04 ± 0.05	$3.2^{\dagger}$	1.7 ± 0.3	1.8 ± 0.3	1.8 ± 0.3
36	3642	1.20 ± 0.08	0.18 ± 0.05	$1.6^{\dagger}$	73.7 ± 76.5	48.4 ± 44.7	34.6 ± 28.8
37	3684	1.45 ± 0.07	-0.20 ± 0.05	0.9	3.2 ± 0.9	2.8 ± 0.7	2.5 ± 0.6
38	3686	1.29 ± 0.06	-0.24 ± 0.05	0.9	3.8 ± 1.3	3.3 ± 1.0	2.9 ± 0.8
39	3705	2.40 ± 0.17	-0.12 ± 0.05	$1.4^{\dagger}$	2.5 ± 0.4	2.3 ± 0.3	2.2 ± 0.3
40	3756	2.00 ± 0.09	-0.12 ± 0.05	$1.2^{\dagger}$	2.5 ± 0.3	2.3 ± 0.3	2.1 ± 0.3
41	3953	2.00 ± 0.06	0.00 ± 0.05	2.0	1.5 ± 0.2	1.5 ± 0.2	1.5 ± 0.2
42	3992	1.62 ± 0.05	0.12 ± 0.05	$2.2^{\dagger}$	1.2 ± 0.3	1.3 ± 0.3	1.4 ± 0.3
43	4041	1.07 ± 0.07	-0.23 ± 0.05	0.8	1.3 ± 0.9	1.2 ± 0.8	1.2 ± 0.7
44	4051	1.35 ± 0.06	-0.19 ± 0.04	$1.5^{\dagger}$	1.6 ± 0.7	1.6 ± 0.6	1.6 ± 0.5
45	4258	2.57 ± 0.12	0.30 ± 0.03	$5.4^{\dagger}$	6.8 ± 0.4	6.7 ± 0.4	6.7 ± 0.4
46	4303	1.12 ± 0.05	0.18 ± 0.05	1.9	3.9 ± 5.3	3.6 ± 4.4	3.4 ± 3.7
47	4394	1.12 ± 0.05	-0.29 ± 0.08	1.1	2.4 ± 3.4	2.2 ± 2.7	2.0 ± 2.3
48	4939	1.95 ± 0.13	0.32 ± 0.04	$1.6^{\dagger}$	1.1 ± 0.1	1.1 ± 0.1	1.1 ± 0.1
49	5055	1.74 ± 0.08	-0.13 ± 0.03	$3.7^{\dagger}$	2.4 ± 0.3	2.4 ± 0.2	2.3 ± 0.2
50	5248	1.38 ± 0.06	0.10 ± 0.04	1.8	3.7 ± 1.1	3.5 ± 0.9	3.3 ± 0.8
51	5351	1.91 ± 0.13	0.17 ± 0.02	0.9	0.6 ± 0.2	0.7 ± 0.2	0.7 ± 0.2
52	5364	1.55 ± 0.07	0.10 ± 0.04	2.0	4.5 ± 0.5	4.1 ± 0.4	3.8 ± 0.4
53	5371	1.26 ± 0.09	0.17 ± 0.05	$1.3^{\dagger}$	0.9 ± 0.2	0.9 ± 0.2	1.0 ± 0.2
54	5879	3.09 ± 0.21	-0.17 ± 0.05	$1.2^{\dagger}$	4.1 ± 0.5	3.6 ± 0.4	3.2 ± 0.4
55	5921	1.23 ± 0.09	0.08 ± 0.05	$1.4^{\dagger}$	4.9 ± 3.2	4.3 ± 2.5	3.9 ± 2.0
56	5985	1.86 ± 0.13	0.32 ± 0.05	$1.6^{\dagger}$	0.8 ± 0.1	0.9 ± 0.1	0.9 ± 0.1
57	6217	1.20 ± 0.08	-0.40 ± 0.05	0.9	1.4 ± 0.7	1.3 ± 0.5	1.1 ± 0.4
58	6384	1.51 ± 0.07	0.29 ± 0.05	$1.8^{\dagger}$	2.5 ± 0.5	2.4 ± 0.4	2.4 ± 0.4
59	6744	1.55 ± 0.07	0.19 ± 0.04	$5.8^{\dagger}$	7.1 ± 1.2	6.9 ± 1.1	6.7 ± 1.0
60	6814	1.07 ± 0.07	-0.26 ± 0.05	0.9	7.3 ± 8.1	5.6 ± 5.5	4.5 ± 4.0
61	6951	1.20 ± 0.08	-0.03 ± 0.05	$1.1^{\dagger}$	0.4 ± 0.6	0.5 ± 0.5	0.5 ± 0.5
62	7171	1.70 ± 0.12	-0.03 ± 0.05	0.8	1.1 ± 0.2	1.1 ± 0.2	1.0 ± 0.2
63	7217	1.20 ± 0.06	-0.29 ± 0.05	$1.1^{\dagger}$	0.6 ± 0.4	0.6 ± 0.4	0.7 ± 0.4

Tabelle B.15 Fortsetzung

Nr.	1	A	B	C	D_0	D_1	D_2
64	7331	2.82 ± 0.13	0.21 ± 0.05	$3.0^{\dagger}$	2.2 ± 0.3	2.3 ± 0.3	2.4 ± 0.3
65	7412	1.35 ± 0.09	-0.07 ± 0.05	$1.1^{\dagger}$	7.2 ± 2.3	5.9 ± 1.7	5.0 ± 1.3
66	7531	2.51 ± 0.17	0.09 ± 0.05	$1.3^{\dagger}$	3.1 ± 0.4	2.9 ± 0.4	2.7 ± 0.3
67	7552	1.26 ± 0.12	-0.12 ± 0.05	$1.0^{\dagger}$	1.0 ± 1.5	1.0 ± 1.4	1.0 ± 1.2

Tabelle B.16 Daten der 50 Teil II,1–Galaxien

1	D_3	D_4	D_5	D_6	E_0	E_1
151	0.9 ± 0.1	0.9 ± 0.1	0.9 ± 0.1	0.9 ± 0.1	1.0 ± 0.1	1.0 ± 0.1
210	2.2 ± 0.4	2.1 ± 0.4	2.0 ± 0.3	2.0 ± 0.3	3.7 ± 1.0	3.3 ± 0.8
255	4.0 ± 0.9	3.6 ± 0.8	3.3 ± 0.7	3.1 ± 0.6	10.9 ± 3.9	8.5 ± 2.7
289	2.4 ± 0.9	2.3 ± 0.8	2.3 ± 0.8	2.3 ± 0.7	3.5 ± 1.8	3.3 ± 1.5
753	1.3 ± 0.2	1.2 ± 0.2	1.2 ± 0.2	1.2 ± 0.2	2.0 ± 0.4	1.8 ± 0.3
1425	2.7 ± 0.3	2.6 ± 0.3	2.5 ± 0.3	2.5 ± 0.3	4.1 ± 0.6	3.7 ± 0.5
1433	3.3 ± 2.4	3.2 ± 2.1	3.0 ± 1.9	2.9 ± 1.7	6.9 ± 7.1	6.0 ± 5.5
1566	3.9 ± 1.5	3.8 ± 1.3	3.7 ± 1.2	3.6 ± 1.1	7.3 ± 3.9	6.5 ± 3.1
1672	4.6 ± 1.0	4.4 ± 0.9	4.1 ± 0.8	4.0 ± 0.7	9.3 ± 2.9	7.9 ± 2.2
2336	1.5 ± 0.2	1.5 ± 0.2	1.5 ± 0.2	1.6 ± 0.2	1.7 ± 0.3	1.7 ± 0.3
2713	0.6 ± 0.1	0.6 ± 0.1	0.6 ± 0.1	0.6 ± 0.1	0.5 ± 0.1	0.6 ± 0.1
2841	1.1 ± 0.1	1.2 ± 0.1	1.2 ± 0.1	1.3 ± 0.1	1.1 ± 0.1	1.1 ± 0.1
2903	4.6 ± 0.5	4.5 ± 0.5	4.4 ± 0.5	4.3 ± 0.5	6.8 ± 1.0	6.3 ± 0.9
2935	1.7 ± 0.6	1.7 ± 0.6	1.7 ± 0.5	1.7 ± 0.5	2.5 ± 1.2	2.3 ± 1.0
3147	1.1 ± 0.3	1.1 ± 0.3	1.1 ± 0.3	1.1 ± 0.3	1.5 ± 0.6	1.5 ± 0.5
3223	0.8 ± 0.2	0.8 ± 0.2	0.8 ± 0.1	0.8 ± 0.1	1.0 ± 0.3	1.0 ± 0.2
3344	1.1 ± 3.2	1.1 ± 3.1	1.2 ± 3.0	1.2 ± 2.9	1.5 ± 6.5	1.6 ± 5.9
3521	1.9 ± 0.3	1.9 ± 0.3	2.0 ± 0.3	2.0 ± 0.3	2.2 ± 0.4	2.2 ± 0.4
3642	26.3 ± 19.9	20.9 ± 14.5	17.2 ± 11.1	14.6 ± 8.7	197.2 ± 375.8	116.1 ± 196.8
3684	2.3 ± 0.4	2.2 ± 0.4	2.1 ± 0.4	2.0 ± 0.3	5.1 ± 1.5	4.3 ± 1.2
3686	2.6 ± 0.7	2.4 ± 0.6	2.2 ± 0.5	2.1 ± 0.4	6.5 ± 2.5	5.3 ± 1.8
3705	2.1 ± 0.3	2.1 ± 0.3	2.0 ± 0.2	2.0 ± 0.2	3.4 ± 0.6	3.1 ± 0.5
3756	2.0 ± 0.2	1.9 ± 0.2	1.8 ± 0.2	1.7 ± 0.2	3.6 ± 0.6	3.2 ± 0.5
3953	1.5 ± 0.2	1.5 ± 0.2	1.5 ± 0.2	1.5 ± 0.2	1.9 ± 0.3	1.9 ± 0.3
3992	1.4 ± 0.3	1.5 ± 0.3	1.5 ± 0.2	1.6 ± 0.2	1.6 ± 0.4	1.6 ± 0.3
4041	1.1 ± 0.6	1.1 ± 0.5	1.1 ± 0.5	1.1 ± 0.4	2.1 ± 1.5	1.9 ± 1.2
4051	1.5 ± 0.5	1.5 ± 0.4	1.5 ± 0.4	1.5 ± 0.4	2.4 ± 1.0	2.2 ± 0.9
4258	6.6 ± 0.3	6.6 ± 0.3	6.5 ± 0.3	6.5 ± 0.3	8.7 ± 0.8	8.4 ± 0.7
4303	3.2 ± 3.2	3.1 ± 2.8	3.0 ± 2.5	2.9 ± 2.2	7.2 ± 9.8	6.2 ± 7.5
4394	1.9 ± 2.0	1.8 ± 1.7	1.7 ± 1.5	1.6 ± 1.4	4.3 ± 6.1	3.6 ± 4.6
4939	1.2 ± 0.1	1.2 ± 0.1	1.2 ± 0.1	1.2 ± 0.1	1.4 ± 0.2	1.4 ± 0.2
5055	2.3 ± 0.2	2.3 ± 0.2	2.3 ± 0.2	2.3 ± 0.2	3.2 ± 0.4	3.0 ± 0.4
5248	3.2 ± 0.7	3.1 ± 0.6	3.0 ± 0.6	2.9 ± 0.5	5.5 ± 1.7	4.9 ± 1.4
5351	0.7 ± 0.1	0.7 ± 0.1	0.7 ± 0.1	0.7 ± 0.1	0.8 ± 0.2	0.8 ± 0.2
5364	3.5 ± 0.4	3.4 ± 0.3	3.2 ± 0.3	3.1 ± 0.3	6.5 ± 1.0	5.7 ± 0.8
5371	1.0 ± 0.2	1.0 ± 0.2	1.0 ± 0.2	1.0 ± 0.2	1.2 ± 0.3	1.2 ± 0.3
5879	3.0 ± 0.3	2.8 ± 0.3	2.6 ± 0.3	2.5 ± 0.3	6.0 ± 1.0	5.1 ± 0.8
5921	3.6 ± 1.7	3.3 ± 1.5	3.1 ± 1.3	3.0 ± 1.1	8.7 ± 5.8	7.2 ± 4.3

Tabelle B.16 Fortsetzung

1	D_3	D_4	D_5	D_6	E_0	E_1
5985	0.9 ± 0.1	1.0 ± 0.1	1.0 ± 0.1	1.0 ± 0.1	1.0 ± 0.2	1.0 ± 0.2
6217	1.1 ± 0.4	1.0 ± 0.3	0.9 ± 0.3	0.9 ± 0.2	2.4 ± 1.2	2.0 ± 0.9
6384	2.4 ± 0.4	2.4 ± 0.4	2.3 ± 0.3	2.3 ± 0.3	3.3 ± 0.7	3.2 ± 0.6
6744	6.5 ± 0.9	6.3 ± 0.8	6.2 ± 0.7	6.1 ± 0.7	10.2 ± 2.0	9.3 ± 1.7
6814	3.8 ± 3.1	3.3 ± 2.4	2.9 ± 2.0	2.6 ± 1.7	14.7 ± 16.7	10.4 ± 10.6
6951	0.6 ± 0.5	0.6 ± 0.5	0.6 ± 0.5	0.6 ± 0.4	0.6 ± 0.8	0.6 ± 0.7
7171	1.0 ± 0.2	0.9 ± 0.2	0.9 ± 0.1	0.9 ± 0.1	1.5 ± 0.4	1.4 ± 0.3
7217	0.7 ± 0.4	0.7 ± 0.3	0.7 ± 0.3	0.7 ± 0.3	0.9 ± 0.6	0.9 ± 0.6
7331	2.5 ± 0.3	2.5 ± 0.3	2.6 ± 0.3	2.6 ± 0.3	2.8 ± 0.4	2.8 ± 0.4
7412	4.3 ± 1.0	3.6 ± 0.9	3.5 ± 0.7	3.2 ± 0.6	13.1 ± 4.8	10.0 ± 3.3
7531	2.6 ± 0.3	2.5 ± 0.3	2.5 ± 0.3	2.4 ± 0.3	4.2 ± 0.7	3.8 ± 0.6
7552	1.0 ± 1.1	1.0 ± 1.0	1.0 ± 1.0	1.0 ± 0.9	1.6 ± 2.5	1.6 ± 2.1

Tabelle B.17 Daten der 50 Teil II,1–Galaxien

1	E_2	E_3	E_4	E_5	E_6	F_0	F_1
151	1.0 ± 0.1	1.0 ± 0.1	1.0 ± 0.1	1.0 ± 0.1	1.0 ± 0.1	0.19 ± 0.06	0.19 ± 0.06
210	3.0 ± 0.7	2.8 ± 0.6	2.7 ± 0.5	2.5 ± 0.5	2.4 ± 0.4	0.30 ± 0.11	0.27 ± 0.10
255	7.0 ± 2.0	6.0 ± 1.6	5.2 ± 1.3	4.7 ± 1.1	4.2 ± 0.9	0.68 ± 0.14	0.60 ± 0.12
289	3.2 ± 1.3	3.1 ± 1.2	3.0 ± 1.1	2.9 ± 1.0	2.8 ± 0.9	0.25 ± 0.22	0.25 ± 0.20
753	1.7 ± 0.3	1.6 ± 0.3	1.5 ± 0.2	1.5 ± 0.2	1.4 ± 0.2	0.55 ± 0.08	0.53 ± 0.08
1425	3.5 ± 0.5	3.3 ± 0.4	3.2 ± 0.4	3.1 ± 0.4	3.0 ± 0.4	0.29 ± 0.06	0.27 ± 0.06
1433	5.4 ± 4.4	4.9 ± 3.7	4.6 ± 3.1	4.3 ± 2.7	4.0 ± 2.4	0.21 ± 0.44	0.18 ± 0.39
1566	6.0 ± 2.6	5.5 ± 2.2	5.2 ± 1.9	5.0 ± 1.7	4.8 ± 1.5	0.44 ± 0.23	0.41 ± 0.20
1672	7.0 ± 1.8	6.3 ± 1.5	5.8 ± 1.3	5.4 ± 1.1	5.1 ± 1.0	0.51 ± 0.12	0.46 ± 0.11
2336	1.7 ± 0.3	1.8 ± 0.3	1.8 ± 0.3	1.8 ± 0.2	1.8 ± 0.2	0.22 ± 0.08	0.24 ± 0.07
2713	0.6 ± 0.1	0.6 ± 0.1	0.7 ± 0.1	0.7 ± 0.1	0.7 ± 0.1	-0.05 ± 0.06	-0.01 ± 0.05
2841	1.2 ± 0.1	1.3 ± 0.1	1.3 ± 0.2	1.3 ± 0.2	1.4 ± 0.2	-0.45 ± 0.06	-0.41 ± 0.06
2903	5.9 ± 0.8	5.6 ± 0.7	5.4 ± 0.7	5.2 ± 0.6	5.1 ± 0.6	0.18 ± 0.06	0.16 ± 0.06
2935	2.3 ± 0.9	2.2 ± 0.8	2.1 ± 0.7	2.1 ± 0.7	2.0 ± 0.6	0.26 ± 0.21	0.26 ± 0.19
3147	1.4 ± 0.5	1.4 ± 0.4	1.4 ± 0.4	1.4 ± 0.4	1.4 ± 0.3	0.23 ± 0.17	0.23 ± 0.15
3223	1.0 ± 0.2	1.0 ± 0.2	1.0 ± 0.2	1.0 ± 0.2	1.0 ± 0.2	0.00 ± 0.12	0.01 ± 0.11
3344	1.6 ± 5.4	1.7 ± 5.0	1.7 ± 4.7	1.7 ± 4.4	1.7 ± 4.1	-0.55 ± 1.81	0.51 ± 1.61
3521	2.2 ± 0.4	2.2 ± 0.4	2.2 ± 0.3	2.3 ± 0.3	2.3 ± 0.3	-0.17 ± 0.08	-0.16 ± 0.08
3642	76.0 ± 116.0	53.8 ± 74.6	40.3 ± 51.3	31.5 ± 37.1	25.6 ± 27.9	1.82 ± 0.45	1.64 ± 0.40
3684	3.7 ± 0.9	3.3 ± 0.8	3.0 ± 0.6	2.8 ± 0.6	2.6 ± 0.5	0.29 ± 0.12	0.24 ± 0.11
3686	4.4 ± 1.4	3.9 ± 1.1	3.4 ± 0.9	3.1 ± 0.8	2.9 ± 0.7	0.37 ± 0.15	0.30 ± 0.13
3705	2.8 ± 0.4	2.7 ± 0.4	2.5 ± 0.4	2.4 ± 0.3	2.3 ± 0.3	0.11 ± 0.07	0.09 ± 0.07
3756	2.8 ± 0.4	2.6 ± 0.4	2.4 ± 0.3	2.2 ± 0.3	2.1 ± 0.3	0.28 ± 0.06	0.23 ± 0.06
3953	1.8 ± 0.3	1.8 ± 0.3	1.8 ± 0.3	1.8 ± 0.2	1.8 ± 0.2	-0.03 ± 0.08	-0.02 ± 0.07
3992	1.7 ± 0.3	1.7 ± 0.3	1.7 ± 0.3	1.8 ± 0.3	1.8 ± 0.3	-0.10 ± 0.10	-0.08 ± 0.09
4041	1.7 ± 1.0	1.6 ± 0.8	1.5 ± 0.7	1.4 ± 0.6	1.4 ± 0.6	-0.02 ± 0.30	-0.04 ± 0.27
4051	2.1 ± 0.7	2.1 ± 0.7	2.0 ± 0.6	1.9 ± 0.5	1.9 ± 0.5	-0.14 ± 0.18	-0.14 ± 0.16
4258	8.1 ± 0.6	7.9 ± 0.6	7.8 ± 0.5	7.6 ± 0.5	7.5 ± 0.5	0.35 ± 0.03	0.34 ± 0.03
4303	5.5 ± 6.0	5.0 ± 5.0	4.6 ± 4.2	4.3 ± 3.6	4.1 ± 3.2	0.50 ± 0.59	0.46 ± 0.52
4394	3.2 ± 3.7	2.9 ± 3.0	2.6 ± 2.5	2.5 ± 2.2	2.3 ± 1.9	0.08 ± 0.62	0.04 ± 0.55
4939	1.4 ± 0.2	1.4 ± 0.1	1.4 ± 0.1	1.4 ± 0.1	1.4 ± 0.1	0.23 ± 0.05	0.24 ± 0.05

Tabelle B.17 Fortsetzung

1	E_2	E_3	E_4	E_5	E_6	F_0	F_1
5055	2.9 ± 0.3	2.8 ± 0.3	2.8 ± 0.3	2.7 ± 0.2	2.7 ± 0.2	-0.07 ± 0.05	-0.07 ± 0.05
5248	4.5 ± 1.1	4.2 ± 1.0	4.0 ± 0.9	3.8 ± 0.8	3.6 ± 0.7	0.36 ± 0.13	0.34 ± 0.11
5351	0.8 ± 0.2	0.8 ± 0.2	0.8 ± 0.2	0.8 ± 0.2	0.8 ± 0.1	0.09 ± 0.13	0.10 ± 0.12
5364	5.1 ± 0.7	4.6 ± 0.6	4.3 ± 0.5	4.1 ± 0.5	3.8 ± 0.4	0.47 ± 0.06	0.43 ± 0.05
5371	1.2 ± 0.2	1.2 ± 0.2	1.2 ± 0.2	1.2 ± 0.2	1.2 ± 0.2	0.11 ± 0.11	0.12 ± 0.10
5879	4.4 ± 0.7	4.0 ± 0.6	3.6 ± 0.5	3.3 ± 0.4	3.1 ± 0.4	0.32 ± 0.06	0.27 ± 0.06
5921	6.2 ± 3.3	5.4 ± 2.7	4.9 ± 2.2	4.5 ± 1.9	4.1 ± 1.6	0.59 ± 0.28	0.54 ± 0.25
5985	1.1 ± 0.2	1.1 ± 0.2	1.1 ± 0.2	1.1 ± 0.2	1.2 ± 0.2	0.04 ± 0.08	0.08 ± 0.07
6217	1.7 ± 0.7	1.5 ± 0.6	1.4 ± 0.5	1.3 ± 0.4	1.2 ± 0.4	0.07 ± 0.20	0.01 ± 0.18
6384	3.0 ± 0.6	2.9 ± 0.5	2.9 ± 0.5	2.8 ± 0.4	2.7 ± 0.4	0.35 ± 0.09	0.35 ± 0.08
6744	8.7 ± 1.4	8.3 ± 1.3	7.9 ± 1.1	7.6 ± 1.0	7.3 ± 0.9	0.37 ± 0.08	0.35 ± 0.07
6814	7.9 ± 7.2	6.3 ± 5.3	5.3 ± 4.0	4.5 ± 3.2	3.9 ± 2.6	0.77 ± 0.48	0.66 ± 0.43
6951	0.7 ± 0.7	0.7 ± 0.7	0.7 ± 0.6	0.8 ± 0.6	0.8 ± 0.6	-0.43 ± 0.55	-0.39 ± 0.49
7171	1.2 ± 0.3	1.2 ± 0.2	1.2 ± 0.2	1.1 ± 0.2	1.1 ± 0.2	0.17 ± 0.10	0.15 ± 0.09
7217	0.9 ± 0.5	0.9 ± 0.5	0.9 ± 0.4	0.9 ± 0.4	0.9 ± 0.4	-0.46 ± 0.32	-0.44 ± 0.28
7331	2.8 ± 0.4	2.9 ± 0.3	2.9 ± 0.3	2.9 ± 0.3	2.9 ± 0.3	0.05 ± 0.06	0.07 ± 0.06
7412	8.0 ± 2.4	6.7 ± 1.8	5.7 ± 1.5	5.1 ± 1.2	4.5 ± 1.0	0.75 ± 0.14	0.66 ± 0.13
7531	3.5 ± 0.5	3.3 ± 0.4	3.1 ± 0.4	3.0 ± 0.4	2.9 ± 0.4	0.34 ± 0.06	0.31 ± 0.06
7552	1.5 ± 1.8	1.5 ± 1.6	1.4 ± 1.4	1.4 ± 1.3	1.4 ± 1.2	-0.15 ± 0.65	-0.14 ± 0.58

Tabelle B.18 Daten der 50 Teil II,1–Galaxien

1	F_2	F_3	F_4	F_5	F_6	G_0
151	0.20 ± 0.06	0.20 ± 0.06	0.20 ± 0.05	0.21 ± 0.05	0.21 ± 0.05	0.29 ± 0.07
210	0.24 ± 0.09	0.22 ± 0.09	0.21 ± 0.08	0.20 ± 0.08	0.18 ± 0.07	0.46 ± 0.12
255	0.53 ± 0.11	0.48 ± 0.11	0.44 ± 0.10	0.40 ± 0.09	0.37 ± 0.09	0.92 ± 0.16
289	0.24 ± 0.18	0.24 ± 0.16	0.23 ± 0.15	0.23 ± 0.14	0.23 ± 0.13	0.41 ± 0.23
753	0.51 ± 0.07	0.50 ± 0.07	0.48 ± 0.07	0.47 ± 0.06	0.47 ± 0.06	0.69 ± 0.09
1425	0.25 ± 0.06	0.24 ± 0.06	0.23 ± 0.05	0.22 ± 0.05	0.21 ± 0.05	0.42 ± 0.07
1433	0.15 ± 0.35	0.13 ± 0.32	0.11 ± 0.29	0.09 ± 0.27	0.08 ± 0.25	0.45 ± 0.44
1566	0.39 ± 0.18	0.38 ± 0.17	0.36 ± 0.15	0.35 ± 0.14	0.34 ± 0.13	0.65 ± 0.24
1672	0.42 ± 0.10	0.39 ± 0.10	0.36 ± 0.09	0.34 ± 0.09	0.32 ± 0.08	0.69 ± 0.14
2336	0.25 ± 0.07	0.26 ± 0.07	0.27 ± 0.06	0.27 ± 0.06	0.28 ± 0.06	0.32 ± 0.08
2713	0.02 ± 0.05	0.04 ± 0.05	0.06 ± 0.05	0.08 ± 0.05	0.09 ± 0.05	0.02 ± 0.06
2841	-0.38 ± 0.05	-0.35 ± 0.05	-0.33 ± 0.05	-0.32 ± 0.05	-0.30 ± 0.05	-0.37 ± 0.06
2903	0.14 ± 0.06	0.13 ± 0.05	0.12 ± 0.05	0.11 ± 0.05	0.10 ± 0.05	0.30 ± 0.07
2935	0.25 ± 0.17	0.25 ± 0.16	0.25 ± 0.15	0.25 ± 0.14	0.25 ± 0.13	0.42 ± 0.22
3147	0.23 ± 0.14	0.23 ± 0.13	0.24 ± 0.12	0.24 ± 0.11	0.24 ± 0.11	0.36 ± 0.18
3223	0.02 ± 0.10	0.03 ± 0.09	0.04 ± 0.09	0.05 ± 0.08	0.05 ± 0.08	0.11 ± 0.12
3344	-0.48 ± 1.45	-0.45 ± 1.32	-0.43 ± 1.21	-0.41 ± 1.12	-0.39 ± 1.04	-0.29 ± 1.82
3521	-0.14 ± 0.07	-0.13 ± 0.07	-0.13 ± 0.07	-0.12 ± 0.07	-0.11 ± 0.06	-0.07 ± 0.09
3642	1.49 ± 0.36	1.38 ± 0.33	1.28 ± 0.30	1.19 ± 0.28	1.12 ± 0.26	2.25 ± 0.83
3684	0.19 ± 0.10	0.16 ± 0.09	0.13 ± 0.09	0.10 ± 0.08	0.08 ± 0.08	0.50 ± 0.13
3686	0.25 ± 0.12	0.20 ± 0.11	0.17 ± 0.11	0.14 ± 0.10	0.11 ± 0.09	0.60 ± 0.17
3705	0.07 ± 0.06	0.05 ± 0.06	0.03 ± 0.06	0.02 ± 0.06	0.01 ± 0.06	0.25 ± 0.08
3756	0.20 ± 0.06	0.17 ± 0.06	0.15 ± 0.05	0.13 ± 0.05	0.11 ± 0.05	0.43 ± 0.08
3953	-0.02 ± 0.07	-0.02 ± 0.07	-0.02 ± 0.06	-0.01 ± 0.06	-0.01 ± 0.06	0.08 ± 0.08

Tabelle B.18 Fortsetzung

1	F_2	F_3	F_4	F_5	F_6	G_0
3992	-0.06 ± 0.09	-0.04 ± 0.08	-0.03 ± 0.08	-0.02 ± 0.07	-0.01 ± 0.07	-0.01 ± 0.10
4041	-0.06 ± 0.24	-0.08 ± 0.22	-0.09 ± 0.20	-0.10 ± 0.19	-0.11 ± 0.18	0.19 ± 0.31
4051	-0.15 ± 0.15	-0.15 ± 0.14	-0.15 ± 0.13	-0.16 ± 0.12	-0.16 ± 0.11	0.03 ± 0.19
4258	0.34 ± 0.03	0.33 ± 0.03	0.33 ± 0.03	0.33 ± 0.03	0.33 ± 0.03	0.45 ± 0.05
4303	0.44 ± 0.47	0.41 ± 0.43	0.39 ± 0.39	0.38 ± 0.36	0.36 ± 0.34	0.76 ± 0.59
4394	0.01 ± 0.50	-0.02 ± 0.45	-0.04 ± 0.42	-0.06 ± 0.38	-0.08 ± 0.36	0.34 ± 0.62
4939	0.25 ± 0.05	0.25 ± 0.05	0.26 ± 0.05	0.26 ± 0.05	0.27 ± 0.04	0.33 ± 0.06
5055	-0.08 ± 0.04	-0.08 ± 0.04	-0.09 ± 0.04	-0.09 ± 0.04	-0.09 ± 0.04	0.05 ± 0.06
5248	0.31 ± 0.10	0.29 ± 0.10	0.28 ± 0.09	0.26 ± 0.08	0.25 ± 0.08	0.53 ± 0.14
5351	0.10 ± 0.10	0.11 ± 0.10	0.12 ± 0.09	0.12 ± 0.08	0.12 ± 0.08	0.19 ± 0.13
5364	0.40 ± 0.05	0.37 ± 0.05	0.35 ± 0.05	0.33 ± 0.05	0.31 ± 0.04	0.63 ± 0.07
5371	0.12 ± 0.09	0.13 ± 0.08	0.13 ± 0.08	0.13 ± 0.08	0.14 ± 0.07	0.23 ± 0.11
5879	0.23 ± 0.05	0.19 ± 0.05	0.16 ± 0.05	0.13 ± 0.05	0.11 ± 0.05	0.50 ± 0.08
5921	0.49 ± 0.23	0.45 ± 0.21	0.42 ± 0.19	0.40 ± 0.18	0.37 ± 0.17	0.84 ± 0.29
5985	0.10 ± 0.07	0.12 ± 0.06	0.14 ± 0.06	0.15 ± 0.06	0.16 ± 0.06	0.13 ± 0.08
6217	-0.03 ± 0.17	-0.06 ± 0.15	-0.09 ± 0.14	-0.11 ± 0.13	-0.13 ± 0.12	0.29 ± 0.22
6384	0.34 ± 0.08	0.33 ± 0.07	0.33 ± 0.07	0.33 ± 0.07	0.32 ± 0.06	0.48 ± 0.10
6744	0.34 ± 0.07	0.32 ± 0.06	0.31 ± 0.06	0.30 ± 0.06	0.29 ± 0.05	0.52 ± 0.09
6814	0.56 ± 0.39	0.49 ± 0.35	0.43 ± 0.32	0.37 ± 0.30	0.33 ± 0.28	1.08 ± 0.49
6951	-0.35 ± 0.44	-0.32 ± 0.40	-0.30 ± 0.37	-0.28 ± 0.34	-0.26 ± 0.32	-0.29 ± 0.55
7171	0.13 ± 0.08	0.12 ± 0.08	0.11 ± 0.07	0.10 ± 0.07	0.09 ± 0.07	0.30 ± 0.11
7217	-0.43 ± 0.26	-0.41 ± 0.23	-0.40 ± 0.22	-0.40 ± 0.20	-0.39 ± 0.19	-0.32 ± 0.32
7331	0.08 ± 0.05	0.09 ± 0.05	0.10 ± 0.05	0.11 ± 0.05	0.12 ± 0.05	0.14 ± 0.06
7412	0.59 ± 0.11	0.53 ± 0.11	0.48 ± 0.10	0.44 ± 0.09	0.40 ± 0.09	1.01 ± 0.16
7531	0.29 ± 0.06	0.27 ± 0.06	0.26 ± 0.05	0.24 ± 0.05	0.23 ± 0.05	0.47 ± 0.07
7552	-0.14 ± 0.52	-0.14 ± 0.48	-0.14 ± 0.44	-0.13 ± 0.40	-0.13 ± 0.38	0.07 ± 0.66

Tabelle B.19 Daten der 50 Teil II,1–Galaxien

1	G_1	G_2	G_3	G_4	G_5	G_6
151	0.28 ± 0.06	0.28 ± 0.06	0.27 ± 0.06	0.27 ± 0.06	0.27 ± 0.06	0.27 ± 0.06
210	0.41 ± 0.11	0.37 ± 0.10	0.34 ± 0.09	0.31 ± 0.09	0.29 ± 0.08	0.27 ± 0.08
255	0.81 ± 0.14	0.73 ± 0.13	0.66 ± 0.12	0.60 ± 0.11	0.55 ± 0.10	0.51 ± 0.10
289	0.39 ± 0.20	0.37 ± 0.18	0.35 ± 0.17	0.34 ± 0.16	0.33 ± 0.15	0.32 ± 0.14
753	0.65 ± 0.09	0.62 ± 0.08	0.60 ± 0.08	0.58 ± 0.07	0.56 ± 0.07	0.55 ± 0.07
1425	0.38 ± 0.07	0.35 ± 0.06	0.33 ± 0.06	0.31 ± 0.06	0.29 ± 0.06	0.28 ± 0.06
1433	0.39 ± 0.40	0.34 ± 0.36	0.30 ± 0.32	0.27 ± 0.30	0.24 ± 0.28	0.22 ± 0.26
1566	0.60 ± 0.21	0.56 ± 0.19	0.53 ± 0.17	0.50 ± 0.16	0.48 ± 0.15	0.46 ± 0.14
1672	0.63 ± 0.12	0.57 ± 0.11	0.53 ± 0.10	0.49 ± 0.10	0.46 ± 0.09	0.43 ± 0.09
2336	0.33 ± 0.08	0.33 ± 0.07	0.33 ± 0.07	0.33 ± 0.07	0.33 ± 0.06	0.34 ± 0.06
2713	0.05 ± 0.06	0.07 ± 0.06	0.09 ± 0.05	0.11 ± 0.05	0.12 ± 0.05	0.14 ± 0.05
2841	-0.34 ± 0.06	-0.32 ± 0.06	-0.30 ± 0.06	-0.28 ± 0.05	-0.27 ± 0.05	-0.26 ± 0.05
2903	0.27 ± 0.06	0.24 ± 0.06	0.22 ± 0.06	0.20 ± 0.06	0.19 ± 0.06	0.17 ± 0.06
2935	0.40 ± 0.19	0.38 ± 0.18	0.36 ± 0.16	0.35 ± 0.15	0.34 ± 0.14	0.33 ± 0.13
3147	0.35 ± 0.16	0.34 ± 0.15	0.33 ± 0.14	0.33 ± 0.13	0.32 ± 0.12	0.32 ± 0.11

Tabelle B.19 Fortsetzung

1	G_1	G_2	G_3	G_4	G_5	G_6
3223	0.11 ± 0.11	0.11 ± 0.10	0.11 ± 0.09	0.11 ± 0.09	0.11 ± 0.08	0.11 ± 0.08
3344	-0.28 ± 1.61	-0.27 ± 1.45	-0.26 ± 1.32	-0.25 ± 1.21	-0.25 ± 1.12	-0.24 ± 1.04
3521	-0.07 ± 0.08	-0.06 ± 0.08	-0.06 ± 0.07	-0.06 ± 0.07	-0.06 ± 0.07	-0.06 ± 0.07
3642	2.02 ± 0.74	1.84 ± 0.66	1.69 ± 0.60	1.56 ± 0.55	1.45 ± 0.51	1.36 ± 0.47
3684	0.42 ± 0.12	0.36 ± 0.11	0.31 ± 0.10	0.26 ± 0.10	0.23 ± 0.09	0.20 ± 0.09
3686	0.51 ± 0.15	0.43 ± 0.14	0.37 ± 0.12	0.32 ± 0.12	0.28 ± 0.11	0.24 ± 0.10
3705	0.20 ± 0.08	0.17 ± 0.07	0.15 ± 0.07	0.12 ± 0.07	0.10 ± 0.06	0.09 ± 0.06
3756	0.37 ± 0.07	0.32 ± 0.07	0.28 ± 0.07	0.25 ± 0.06	0.22 ± 0.06	0.20 ± 0.06
3953	0.07 ± 0.08	0.07 ± 0.07	0.06 ± 0.07	0.06 ± 0.07	0.05 ± 0.06	0.05 ± 0.06
3992	0.01 ± 0.10	0.02 ± 0.09	0.03 ± 0.08	0.04 ± 0.08	0.04 ± 0.08	0.05 ± 0.07
4041	0.14 ± 0.27	0.11 ± 0.25	0.08 ± 0.23	0.05 ± 0.21	0.03 ± 0.19	0.01 ± 0.18
4051	0.01 ± 0.17	-0.01 ± 0.15	-0.03 ± 0.14	-0.04 ± 0.13	-0.05 ± 0.12	-0.06 ± 0.11
4258	0.44 ± 0.04	0.42 ± 0.04	0.41 ± 0.04	0.40 ± 0.04	0.39 ± 0.04	0.39 ± 0.03
4303	0.70 ± 0.53	0.64 ± 0.48	0.60 ± 0.43	0.57 ± 0.40	0.54 ± 0.37	0.51 ± 0.34
4394	0.27 ± 0.55	0.21 ± 0.50	0.17 ± 0.46	0.13 ± 0.42	0.10 ± 0.39	0.07 ± 0.36
4939	0.33 ± 0.06	0.33 ± 0.05	0.33 ± 0.05	0.33 ± 0.05	0.33 ± 0.05	0.32 ± 0.05
5055	0.03 ± 0.06	0.02 ± 0.05	0.00 ± 0.05	-0.01 ± 0.05	-0.02 ± 0.04	-0.03 ± 0.04
5248	0.49 ± 0.12	0.45 ± 0.11	0.42 ± 0.10	0.39 ± 0.10	0.37 ± 0.09	0.35 ± 0.09
5351	0.19 ± 0.12	0.19 ± 0.11	0.19 ± 0.10	0.19 ± 0.09	0.18 ± 0.08	0.18 ± 0.08
5364	0.57 ± 0.07	0.53 ± 0.06	0.49 ± 0.06	0.45 ± 0.06	0.43 ± 0.05	0.40 ± 0.05
5371	0.22 ± 0.10	0.22 ± 0.09	0.21 ± 0.09	0.21 ± 0.08	0.20 ± 0.08	0.20 ± 0.08
5879	0.42 ± 0.07	0.36 ± 0.07	0.31 ± 0.06	0.27 ± 0.06	0.24 ± 0.06	0.21 ± 0.06
5921	0.76 ± 0.26	0.69 ± 0.24	0.63 ± 0.22	0.59 ± 0.20	0.55 ± 0.19	0.52 ± 0.17
5985	0.15 ± 0.07	0.17 ± 0.07	0.18 ± 0.07	0.20 ± 0.06	0.21 ± 0.06	0.21 ± 0.06
6217	0.21 ± 0.19	0.15 ± 0.17	0.10 ± 0.16	0.06 ± 0.15	0.02 ± 0.14	-0.01 ± 0.13
6384	0.46 ± 0.09	0.44 ± 0.08	0.43 ± 0.08	0.41 ± 0.07	0.40 ± 0.07	0.40 ± 0.07
6744	0.48 ± 0.08	0.45 ± 0.07	0.43 ± 0.07	0.41 ± 0.07	0.39 ± 0.06	0.38 ± 0.06
6814	0.93 ± 0.44	0.81 ± 0.40	0.71 ± 0.36	0.63 ± 0.33	0.56 ± 0.31	0.50 ± 0.29
6951	-0.26 ± 0.49	-0.23 ± 0.44	-0.22 ± 0.41	-0.20 ± 0.37	-0.19 ± 0.34	-0.17 ± 0.32
7171	0.27 ± 0.10	0.24 ± 0.09	0.21 ± 0.09	0.19 ± 0.08	0.18 ± 0.08	0.16 ± 0.07
7217	-0.31 ± 0.29	-0.31 ± 0.26	-0.31 ± 0.24	-0.31 ± 0.22	-0.31 ± 0.20	-0.30 ± 0.19
7331	0.15 ± 0.06	0.15 ± 0.06	0.16 ± 0.06	0.16 ± 0.06	0.17 ± 0.06	0.17 ± 0.06
7412	0.89 ± 0.14	0.79 ± 0.16	0.72 ± 0.12	0.65 ± 0.11	0.60 ± 0.11	0.55 ± 0.10
7531	0.43 ± 0.07	0.40 ± 0.06	0.37 ± 0.06	0.35 ± 0.06	0.33 ± 0.06	0.31 ± 0.06
7552	0.05 ± 0.59	0.03 ± 0.53	0.02 ± 0.48	0.01 ± 0.44	0.00 ± 0.41	-0.01 ± 0.38

Tabelle B.20 Daten der 51 Teil II,2–Galaxien

Nr.	1	A	B	C	D_0	D_1	D_2
68	24	4.27 ± 0.20	-0.53 ± 0.05	1.7	8.3 ± 0.9	6.8 ± 0.7	5.8 ± 0.6
69	450	1.32 ± 0.09	-0.09 ± 0.05	0.9	5.0 ± 1.3	4.2 ± 1.0	3.6 ± 0.8
70	578	1.58 ± 0.07	-0.02 ± 0.05	1.4	3.3 ± 0.6	2.9 ± 0.5	2.7 ± 0.4
71	628	1.10 ± 0.05	-0.07 ± 0.04	$3.0^{\dagger}$	5.3 ± 33.6	4.9 ± 27.4	4.6 ± 23.1
72	672	2.82 ± 0.13	-0.31 ± 0.04	2.1	8.9 ± 0.7	7.6 ± 0.6	6.6 ± 0.5
73	864	1.32 ± 0.06	-0.09 ± 0.05	$1.4^{\dagger}$	3.1 ± 1.0	2.8 ± 0.8	2.5 ± 0.6

Tabelle B.20 Fortsetzung

Nr.	1	A	B	C	D_0	D_1	D_2
74	895	1.41 ± 0.10	0.10 ± 0.05	1.1	2.4 ± 0.7	2.2 ± 0.6	2.0 ± 0.5
75	1187	1.35 ± 0.06	-0.05 ± 0.05	$1.6^\dagger$	2.7 ± 0.8	2.5 ± 0.7	2.4 ± 0.6
76	1232	1.15 ± 0.05	0.25 ± 0.04	2.2	3.2 ± 1.6	3.1 ± 1.4	3.0 ± 1.2
77	1249	2.09 ± 0.14	-0.20 ± 0.05	$1.4^\dagger$	6.9 ± 1.1	5.8 ± 0.8	5.1 ± 0.7
78	1288	1.20 ± 0.08	0.29 ± 0.05	0.7	0.6 ± 0.3	0.6 ± 0.3	0.7 ± 0.3
79	1337	3.89 ± 0.27	0.02 ± 0.05	$1.7^\dagger$	8.0 ± 0.9	6.9 ± 0.7	6.0 ± 0.6
80	1448	4.47 ± 0.21	-0.02 ± 0.05	$2.2^\dagger$	3.0 ± 0.3	2.9 ± 0.3	2.8 ± 0.3
81	1784	1.58 ± 0.11	0.16 ± 0.05	$1.2^\dagger$	1.7 ± 0.4	1.7 ± 0.4	1.6 ± 0.3
82	2090	2.04 ± 0.14	-0.07 ± 0.05	$1.4^\dagger$	6.3 ± 0.9	5.7 ± 0.8	5.3 ± 0.7
83	2280	2.04 ± 0.14	0.29 ± 0.05	$1.8^\dagger$	2.9 ± 0.4	2.8 ± 0.4	2.8 ± 0.3
84	2541	2.00 ± 0.14	-0.17 ± 0.05	$1.8^\dagger$	11.7 ± 1.8	9.6 ± 1.4	8.2 ± 1.1
85	2763	1.15 ± 0.08	-0.24 ± 0.05	0.7	1.3 ± 0.9	1.2 ± 0.8	1.1 ± 0.6
86	2997	1.32 ± 0.06	0.08 ± 0.04	$2.6^\dagger$	2.4 ± 1.4	2.4 ± 1.3	2.5 ± 1.2
87	3055	1.62 ± 0.11	-0.25 ± 0.05	0.6	1.3 ± 0.4	1.2 ± 0.4	1.1 ± 0.3
88	3184	1.07 ± 0.05	-0.16 ± 0.04	2.2	11.2 ± 5.0	9.2 ± 3.7	7.8 ± 2.8
89	3198	2.57 ± 0.12	-0.12 ± 0.05	$2.5^\dagger$	4.3 ± 0.5	4.0 ± 0.5	3.7 ± 0.4
90	3319	1.82 ± 0.08	-0.08 ± 0.05	1.8	9.2 ± 1.5	7.7 ± 1.2	6.7 ± 1.0
91	3423	1.17 ± 0.05	-0.27 ± 0.05	$1.1^\dagger$	4.3 ± 2.4	3.7 ± 1.8	3.3 ± 1.5
92	3486	1.35 ± 0.06	-0.09 ± 0.04	2.1	5.4 ± 1.6	4.9 ± 1.3	4.5 ± 1.1
93	3513	1.26 ± 0.06	-0.38 ± 0.05	0.8	15.1 ± 7.0	10.8 ± 4.5	8.3 ± 3.1
94	3614	1.74 ± 0.12	0.23 ± 0.05	$1.3^\dagger$	3.0 ± 0.5	2.7 ± 0.4	2.6 ± 0.4
95	3629	1.41 ± 0.10	-0.36 ± 0.05	0.7	1.6 ± 0.6	1.4 ± 0.5	1.3 ± 0.4
96	3631	1.05 ± 0.17	-0.02 ± 0.05	$1.5^\dagger$	13.2 ± 8.1	10.3 ± 5.7	8.5 ± 4.2
97	3726	1.45 ± 0.07	-0.06 ± 0.04	$1.8^\dagger$	3.5 ± 0.6	3.2 ± 0.5	3.0 ± 0.4
98	3780	1.26 ± 0.09	0.01 ± 0.05	$0.9^\dagger$	0.9 ± 0.4	0.8 ± 0.3	0.8 ± 0.3
99	3810	1.41 ± 0.07	-0.28 ± 0.05	$1.2^\dagger$	1.8 ± 0.7	1.7 ± 0.6	1.6 ± 0.5
100	4136	1.07 ± 0.05	-0.34 ± 0.05	$1.2^\dagger$	19.8 ± 10.4	14.6 ± 6.8	11.4 ± 4.8
101	4304	1.05 ± 0.10	0.04 ± 0.05	$0.7^\dagger$			
102	4414	1.78 ± 0.12	-0.41 ± 0.05	1.1	0.9 ± 0.2	0.9 ± 0.1	0.9 ± 0.1
103	4535	1.41 ± 0.07	0.26 ± 0.05	2.1	3.2 ± 0.9	3.0 ± 0.8	2.9 ± 0.7
104	4559	2.45 ± 0.11	0.12 ± 0.05	$3.1^\dagger$	11.8 ± 1.4	10.0 ± 1.2	8.8 ± 1.0
105	4603	1.38 ± 0.13	0.08 ± 0.05	$1.0^\dagger$	0.4 ± 0.2	0.5 ± 0.2	0.5 ± 0.2
106	4651	1.51 ± 0.07	-0.34 ± 0.05	1.2	0.9 ± 0.3	0.9 ± 0.2	0.9 ± 0.2
107	4654	1.74 ± 0.08	-0.07 ± 0.05	1.4	3.4 ± 0.5	3.1 ± 0.5	2.9 ± 0.4
108	5033	2.14 ± 0.10	0.19 ± 0.05	$3.1^\dagger$	2.6 ± 0.4	2.6 ± 0.4	2.7 ± 0.4
109	5068	1.15 ± 0.05	-0.24 ± 0.04	2.1	6.0 ± 8.7	5.3 ± 6.8	4.8 ± 5.6
110	5236	1.12 ± 0.05	-0.20 ± 0.04	$3.7^\dagger$	0.6 ± 1.7	0.7 ± 1.9	0.8 ± 1.9
111	5334	1.38 ± 0.10	-0.02 ± 0.05	$1.2^\dagger$	4.5 ± 1.1	4.0 ± 0.9	3.6 ± 0.7
112	5861	1.82 ± 0.13	-0.12 ± 0.05	$0.9^\dagger$	0.8 ± 0.3	0.8 ± 0.2	0.8 ± 0.2
113	6015	2.51 ± 0.17	-0.10 ± 0.05	1.6	3.1 ± 0.4	2.9 ± 0.4	2.7 ± 0.3
114	7361	3.98 ± 0.28	-0.16 ± 0.05	$1.1^\dagger$	6.6 ± 0.8	5.5 ± 0.6	4.7 ± 0.5
115	7418	1.35 ± 0.09	-0.19 ± 0.05	1.0	2.2 ± 1.1	2.0 ± 0.9	1.9 ± 0.7
116	7456	3.39 ± 0.23	-0.05 ± 0.05	$1.6^\dagger$	8.4 ± 1.1	7.0 ± 0.9	6.1 ± 0.8
117	7479	1.32 ± 0.06	0.11 ± 0.04	$1.2^\dagger$	0.9 ± 0.2	0.9 ± 0.2	0.9 ± 0.2
118	$764^\dagger$	2.95 ± 0.20	0.17 ± 0.05	$1.4^\dagger$	4.8 ± 0.6	4.2 ± 0.5	3.8 ± 0.4

Tabelle B.21 Daten der 51 Teil II,2–Galaxien

1	D_3	D_4	D_5	D_6	E_0	E_1
24	5.1 ± 0.5	4.5 ± 0.5	4.1 ± 0.4	3.8 ± 0.4	13.5 ± 2.5	10.4 ± 1.8
450	3.2 ± 0.7	2.9 ± 0.6	2.6 ± 0.5	2.5 ± 0.4	8.8 ± 2.8	6.9 ± 2.0
578	2.5 ± 0.4	2.4 ± 0.3	2.3 ± 0.3	2.2 ± 0.3	4.9 ± 1.1	4.2 ± 0.8
628	4.3 ± 19.8	4.1 ± 17.3	4.0 ± 15.3	3.8 ± 13.8	12.2 ± 76.9	10.2 ± 57.3
672	5.9 ± 0.5	5.4 ± 0.4	5.0 ± 0.4	4.7 ± 0.4	13.9 ± 2.1	11.2 ± 1.5
864	2.3 ± 0.5	2.2 ± 0.5	2.1 ± 0.4	2.0 ± 0.4	5.1 ± 1.7	4.3 ± 1.3
895	1.9 ± 0.4	1.9 ± 0.4	1.8 ± 0.3	1.7 ± 0.3	3.6 ± 1.1	3.1 ± 0.9
1187	2.3 ± 0.5	2.2 ± 0.5	2.1 ± 0.4	2.1 ± 0.4	4.0 ± 1.3	3.6 ± 1.1
1232	2.9 ± 1.0	2.9 ± 1.0	2.8 ± 0.9	2.8 ± 0.8	$5. \pm 2.6$	4.6 ± 2.1
1249	4.6 ± 0.6	4.2 ± 0.5	3.9 ± 0.5	3.7 ± 0.4	11.9 ± 3.1	9.5 ± 2.3
1288	0.7 ± 0.3	0.7 ± 0.3	0.7 ± 0.2	0.7 ± 0.2	0.8 ± 0.4	0.8 ± 0.4
1337	5.4 ± 0.6	5.0 ± 0.5	4.6 ± 0.5	4.3 ± 0.5	12.3 ± 2.1	10.0 ± 1.6
1448	2.7 ± 0.3	2.7 ± 0.3	2.6 ± 0.3	2.6 ± 0.3	3.9 ± 0.5	3.7 ± 0.5
1784	1.6 ± 0.3	1.6 ± 0.3	1.6 ± 0.3	1.5 ± 0.3	2.4 ± 0.6	2.2 ± 0.5
2090	4.9 ± 0.6	4.7 ± 0.6	4.4 ± 0.5	4.3 ± 0.5	9.2 ± 1.7	7.9 ± 1.3
2280	2.7 ± 0.3	2.7 ± 0.3	2.7 ± 0.3	2.6 ± 0.3	3.8 ± 0.6	3.6 ± 0.5
2541	7.2 ± 1.0	6.4 ± 0.8	5.9 ± 0.7	5.4 ± 0.7	20.0 ± 4.4	15.4 ± 3.1
2763	1.1 ± 0.6	1.0 ± 0.5	1.0 ± 0.4	1.0 ± 0.4	2.2 ± 1.6	1.9 ± 1.2
2997	2.5 ± 1.1	2.5 ± 1.0	2.5 ± 0.9	2.5 ± 0.9	3.6 ± 2.2	3.5 ± 1.9
3055	1.1 ± 0.3	1.0 ± 0.2	1.0 ± 0.2	1.0 ± 0.2	2.0 ± 0.7	1.7 ± 0.6
3184	6.9 ± 2.3	6.2 ± 1.9	5.7 ± 1.6	5.2 ± 1.4	21.2 ± 10.4	16.2 ± 7.1
3198	3.4 ± 0.4	3.3 ± 0.4	3.1 ± 0.3	3.0 ± 0.3	6.1 ± 1.0	5.4 ± 0.8
3319	6.0 ± 0.8	5.4 ± 0.7	5.0 ± 0.6	4.6 ± 0.6	15.3 ± 3.3	12.1 ± 2.4
3423	2.9 ± 1.2	2.7 ± 1.0	2.5 ± 0.9	2.4 ± 0.8	7.8 ± 4.6	6.2 ± 3.3
3486	4.2 ± 0.9	3.9 ± 0.8	3.8 ± 0.7	3.6 ± 0.6	8.8 ± 2.9	7.5 ± 2.2
3513	6.7 ± 2.3	5.6 ± 1.8	4.8 ± 1.4	4.2 ± 1.2	30.0 ± 16.0	20.0 ± 9.5
3614	2.4 ± 0.3	2.3 ± 0.3	2.2 ± 0.3	2.1 ± 0.3	4.3 ± 0.8	3.8 ± 0.7
3629	1.2 ± 0.3	1.1 ± 0.3	1.0 ± 0.3	1.0 ± 0.2	2.6 ± 1.1	2.2 ± 0.8
3631	7.2 ± 3.3	6.3 ± 2.6	5.6 ± 2.2	5.1 ± 1.8	25.7 ± 16.7	18.6 ± 10.8
3726	2.8 ± 0.4	2.7 ± 0.4	2.6 ± 0.3	2.5 ± 0.3	5.1 ± 1.1	4.5 ± 0.9
3780	0.8 ± 0.3	0.8 ± 0.3	0.8 ± 0.2	0.8 ± 0.2	1.2 ± 0.6	1.2 ± 0.5
3810	1.5 ± 0.5	1.5 ± 0.4	1.4 ± 0.4	1.4 ± 0.3	2.7 ± 1.2	2.4 ± 0.9
4136	9.3 ± 3.6	7.8 ± 2.8	6.8 ± 2.2	6.0 ± 1.9	39.4 ± 22.9	26.8 ± 13.9
4304						
4414	0.9 ± 0.1	0.9 ± 0.1	0.9 ± 0.1	0.9 ± 0.1	1.2 ± 0.2	1.2 ± 0.2
4535	2.7 ± 0.6	2.6 ± 0.5	2.6 ± 0.5	2.5 ± 0.4	4.7 ± 1.4	4.2 ± 1.1
4559	7.9 ± 0.9	7.3 ± 0.8	6.7 ± 0.7	6.3 ± 0.7	18.4 ± 3.3	14.9 ± 2.5
4603	0.5 ± 0.1	0.6 ± 0.1	0.6 ± 0.1	0.6 ± 0.1	0.5 ± 0.2	0.6 ± 0.2
4651	0.9 ± 0.2	0.9 ± 0.2	0.9 ± 0.2	0.9 ± 0.2	1.2 ± 0.3	1.2 ± 0.3
4654	2.7 ± 0.4	2.6 ± 0.3	2.5 ± 0.3	2.4 ± 0.3	4.8 ± 0.9	4.3 ± 0.7
5033	2.7 ± 0.3	2.7 ± 0.3	2.7 ± 0.3	2.7 ± 0.3	3.3 ± 0.5	3.3 ± 0.5
5068	4.4 ± 4.6	4.1 ± 4.0	3.9 ± 3.5	3.7 ± 3.1	11.7 ± 17.2	9.5 ± 12.5
5236	0.9 ± 2.0	1.0 ± 2.0	1.1 ± 2.0	1.1 ± 2.0	0.9 ± 2.6	1.0 ± 2.7
5334	3.3 ± 0.6	3.0 ± 0.6	2.9 ± 0.5	2.7 ± 0.4	7.3 ± 2.1	6.0 ± 1.6
5861	0.8 ± 0.2	0.8 ± 0.2	0.8 ± 0.2	0.8 ± 0.2	1.1 ± 0.4	1.1 ± 0.3
6015	2.5 ± 0.3	2.4 ± 0.3	2.3 ± 0.3	2.2 ± 0.3	4.5 ± 0.8	3.9 ± 0.6

Tabelle B.21 Fortsetzung

1	D_3	D_4	D_5	D_6	E_0	E_1
7361	4.2 ± 0.5	3.8 ± 0.4	3.4 ± 0.4	3.2 ± 0.3	10.6 ± 1.9	8.3 ± 1.4
7418	1.8 ± 0.6	1.7 ± 0.6	1.6 ± 0.5	1.6 ± 0.4	3.6 ± 1.8	3.1 ± 1.4
7456	5.4 ± 0.7	4.9 ± 0.6	4.5 ± 0.5	4.2 ± 0.5	13.3 ± 2.7	10.6 ± 2.0
7479	0.9 ± 0.2	0.9 ± 0.2	1.0 ± 0.1	1.0 ± 0.1	1.2 ± 0.3	1.2 ± 0.3
$764^{\dagger}$	3.5 ± 0.3	3.2 ± 0.4	3.1 ± 0.3	2.9 ± 0.3	7.1 ± 1.2	5.9 ± 0.9

Tabelle B.22 Daten der 51 Teil II,2–Galaxien

1	E_2	E_3	E_4	E_5	E_6	F_0	F_1
24	8.5 ± 1.4	7.2 ± 1.1	6.3 ± 0.9	5.6 ± 0.8	5.0 ± 0.7	0.26 ± 0.05	0.17 ± 0.05
450	5.6 ± 1.5	4.8 ± 1.2	4.2 ± 0.9	3.7 ± 0.8	3.4 ± 0.7	0.63 ± 0.12	0.55 ± 0.11
578	3.7 ± 0.7	3.4 ± 0.6	3.1 ± 0.5	2.9 ± 0.5	2.7 ± 0.4	0.38 ± 0.08	0.34 ± 0.08
628	8.9 ± 44.7	7.9 ± 36.2	7.2 ± 30.1	6.6 ± 25.6	6.2 ± 22.2	0.26 ± 2.73	0.23 ± 2.43
672	9.4 ± 1.2	8.1 ± 1.0	7.2 ± 0.8	6.5 ± 0.7	6.0 ± 0.6	0.35 ± 0.04	0.28 ± 0.04
864	3.7 ± 1.0	3.3 ± 0.9	3.0 ± 0.7	2.8 ± 0.6	2.6 ± 0.6	0.38 ± 0.14	0.33 ± 0.12
895	2.8 ± 0.7	2.6 ± 0.6	2.4 ± 0.5	2.3 ± 0.5	2.2 ± 0.4	0.42 ± 0.13	0.38 ± 0.11
1187	3.3 ± 0.9	3.1 ± 0.8	2.9 ± 0.7	2.7 ± 0.6	2.6 ± 0.5	0.21 ± 0.14	0.19 ± 0.12
1232	4.3 ± 1.8	4.1 ± 1.5	3.9 ± 1.3	3.7 ± 1.2	3.6 ± 1.1	0.38 ± 0.21	0.37 ± 0.19
1249	8.0 ± 1.7	6.9 ± 1.4	6.1 ± 1.2	5.5 ± 1.0	5.0 ± 0.9	0.44 ± 0.07	0.37 ± 0.07
1288	0.8 ± 0.3	0.8 ± 0.3	0.8 ± 0.3	0.8 ± 0.3	0.8 ± 0.3	0.13 ± 0.23	0.15 ± 0.21
1337	8.5 ± 1.2	7.4 ± 1.0	6.6 ± 0.9	6.0 ± 0.8	5.5 ± 0.7	0.65 ± 0.05	0.58 ± 0.05
1448	3.5 ± 0.4	3.3 ± 0.4	3.2 ± 0.4	3.1 ± 0.4	3.0 ± 0.3	0.13 ± 0.05	0.12 ± 0.05
1784	2.1 ± 0.5	2.0 ± 0.4	2.0 ± 0.4	1.9 ± 0.3	1.9 ± 0.3	0.27 ± 0.11	0.26 ± 0.10
2090	7.1 ± 1.1	6.4 ± 1.0	6.0 ± 0.9	5.6 ± 0.8	5.3 ± 0.7	0.34 ± 0.07	0.29 ± 0.06
2280	3.5 ± 0.5	3.3 ± 0.4	3.2 ± 0.4	3.2 ± 0.4	3.1 ± 0.4	0.39 ± 0.06	0.38 ± 0.06
2541	12.5 ± 2.4	10.6 ± 1.9	9.2 ± 1.5	8.1 ± 1.3	7.3 ± 1.1	0.61 ± 0.07	0.52 ± 0.07
2763	1.7 ± 1.0	1.6 ± 0.8	1.5 ± 0.7	1.4 ± 0.6	1.3 ± 0.6	0.06 ± 0.31	0.03 ± 0.27
2997	3.4 ± 1.7	3.3 ± 1.5	3.2 ± 1.3	3.2 ± 1.2	3.2 ± 1.1	0.03 ± 0.26	0.03 ± 0.23
3055	1.6 ± 0.5	1.4 ± 0.4	1.3 ± 0.3	1.3 ± 0.3	1.2 ± 0.3	0.08 ± 0.14	0.04 ± 0.13
3184	13.1 ± 5.2	11.0 ± 4.0	9.5 ± 3.2	8.4 ± 2.6	7.5 ± 2.2	0.61 ± 0.20	0.53 ± 0.18
3198	4.8 ± 0.7	4.4 ± 0.6	4.1 ± 0.5	3.9 ± 0.5	3.7 ± 0.5	0.25 ± 0.06	0.21 ± 0.05
3319	10.0 ± 1.9	8.6 ± 1.5	7.6 ± 1.3	6.8 ± 1.1	6.2 ± 0.9	0.61 ± 0.07	0.54 ± 0.07
3423	5.2 ± 2.5	4.5 ± 2.0	4.0 ± 1.6	3.6 ± 1.4	3.3 ± 1.2	0.33 ± 0.25	0.27 ± 0.22
3486	6.6 ± 1.7	6.0 ± 1.4	5.5 ± 1.2	5.1 ± 1.1	4.8 ± 0.9	0.33 ± 0.13	0.28 ± 0.11
3513	14.5 ± 6.2	11.1 ± 4.4	8.9 ± 3.2	7.4 ± 2.5	6.3 ± 2.0	0.90 ± 0.20	0.76 ± 0.18
3614	3.4 ± 0.6	3.1 ± 0.5	2.9 ± 0.4	2.8 ± 0.4	2.6 ± 0.4	0.58 ± 0.07	0.54 ± 0.07
3629	1.9 ± 0.6	1.7 ± 0.5	1.5 ± 0.4	1.4 ± 0.4	1.3 ± 0.3	0.10 ± 0.17	0.05 ± 0.16
3631	14.4 ± 7.5	11.7 ± 5.6	9.8 ± 4.3	8.4 ± 3.4	7.4 ± 2.8	0.95 ± 0.27	0.85 ± 0.24
3726	4.1 ± 0.7	3.8 ± 0.6	3.5 ± 0.5	3.3 ± 0.5	3.2 ± 0.4	0.25 ± 0.08	0.22 ± 0.07
3780	1.1 ± 0.4	1.1 ± 0.4	1.1 ± 0.3	1.0 ± 0.3	1.0 ± 0.3	0.05 ± 0.19	0.05 ± 0.17
3810	2.2 ± 0.8	2.1 ± 0.7	1.9 ± 0.6	1.8 ± 0.5	1.8 ± 0.5	-0.04 ± 0.18	-0.06 ± 0.16
4136	19.7 ± 9.2	15.3 ± 6.5	12.4 ± 4.9	10.4 ± 3.8	8.9 ± 3.0	0.87 ± 0.23	0.73 ± 0.20
4304							
4414	1.2 ± 0.2	1.1 ± 0.2	1.1 ± 0.2	1.1 ± 0.2	1.1 ± 0.1	-0.39 ± 0.08	-0.39 ± 0.07
4535	3.9 ± 1.0	3.6 ± 0.8	3.4 ± 0.7	3.2 ± 0.6	3.1 ± 0.6	0.51 ± 0.12	0.48 ± 0.11
4559	12.6 ± 2.0	10.9 ± 1.6	9.7 ± 1.4	8.8 ± 1.2	8.1 ± 1.1	0.75 ± 0.06	0.68 ± 0.06

Tabelle B.22 Fortsetzung

1	E_2	E_3	E_4	E_5	E_6	F_0	F_1
4603	0.6 ± 0.2	0.6 ± 0.2	0.7 ± 0.2	0.7 ± 0.2	0.7 ± 0.2	-0.29 ± 0.16	-0.25 ± 0.15
4651	1.2 ± 0.3	1.1 ± 0.3	1.1 ± 0.2	1.1 ± 0.2	1.1 ± 0.2	-0.39 ± 0.12	-0.39 ± 0.11
4654	3.8 ± 0.6	3.5 ± 0.5	3.3 ± 0.5	3.1 ± 0.4	3.0 ± 0.4	0.27 ± 0.07	0.23 ± 0.07
5033	3.2 ± 0.5	3.2 ± 0.4	3.2 ± 0.4	3.2 ± 0.4	3.1 ± 0.4	0.14 ± 0.07	0.15 ± 0.06
5068	8.1 ± 9.6	7.1 ± 7.6	6.4 ± 6.3	5.8 ± 5.3	5.4 ± 4.5	0.26 ± 0.63	0.21 ± 0.56
5236	1.1 ± 2.7	1.2 ± 2.7	1.3 ± 2.7	1.4 ± 2.6	1.5 ± 2.6	-0.92 ± 1.34	-0.84 ± 1.19
5334	5.2 ± 1.2	4.6 ± 1.0	4.2 ± 0.9	3.8 ± 0.7	3.5 ± 0.6	0.51 ± 0.11	0.45 ± 0.10
5861	1.0 ± 0.3	1.0 ± 0.3	1.0 ± 0.2	1.0 ± 0.2	1.0 ± 0.2	-0.11 ± 0.15	-0.11 ± 0.13
6015	3.6 ± 0.5	3.3 ± 0.5	3.0 ± 0.4	2.9 ± 0.4	2.7 ± 0.4	0.24 ± 0.06	0.20 ± 0.06
7361	6.9 ± 1.1	5.9 ± 0.9	5.1 ± 0.7	4.6 ± 0.6	4.2 ± 0.6	0.58 ± 0.05	0.50 ± 0.05
7418	2.8 ± 1.1	2.5 ± 0.9	2.3 ± 0.8	2.2 ± 0.7	2.1 ± 0.6	0.16 ± 0.21	0.12 ± 0.19
7456	8.8 ± 1.5	7.6 ± 1.2	6.7 ± 1.0	6.0 ± 0.9	5.5 ± 0.8	0.65 ± 0.06	0.57 ± 0.06
7479	1.2 ± 0.2	1.2 ± 0.2	1.1 ± 0.2	1.1 ± 0.2	1.1 ± 0.2	0.04 ± 0.10	0.05 ± 0.09
$764^{\dagger}$	5.2 ± 0.8	4.6 ± 0.7	4.2 ± 0.6	3.9 ± 0.5	3.6 ± 0.5	0.68 ± 0.06	0.62 ± 0.06

Tabelle B.23 Daten der 51 Teil II,2–Galaxien

1	F_2	F_3	F_4	F_5	F_6	G_0
24	0.10 ± 0.05	0.04 ± 0.05	0.00 ± 0.05	-0.04 ± 0.05	-0.08 ± 0.05	0.47 ± 0.08
450	0.49 ± 0.10	0.44 ± 0.09	0.39 ± 0.09	0.36 ± 0.08	0.32 ± 0.08	0.88 ± 0.14
578	0.30 ± 0.07	0.27 ± 0.07	0.25 ± 0.07	0.23 ± 0.06	0.21 ± 0.06	0.56 ± 0.10
628	0.20 ± 2.19	0.17 ± 1.99	0.15 ± 1.82	0.13 ± 1.68	0.12 ± 1.56	0.62 ± 2.74
672	0.22 ± 0.04	0.17 ± 0.04	0.13 ± 0.04	0.09 ± 0.04	0.07 ± 0.04	0.54 ± 0.07
864	0.29 ± 0.11	0.25 ± 0.10	0.22 ± 0.10	0.20 ± 0.09	0.18 ± 0.09	0.59 ± 0.15
895	0.35 ± 0.11	0.33 ± 0.10	0.31 ± 0.09	0.29 ± 0.09	0.28 ± 0.08	0.59 ± 0.14
1187	0.16 ± 0.11	0.14 ± 0.11	0.13 ± 0.10	0.11 ± 0.09	0.10 ± 0.09	0.39 ± 0.15
1232	0.36 ± 0.17	0.35 ± 0.16	0.34 ± 0.15	0.33 ± 0.14	0.32 ± 0.13	0.58 ± 0.22
1249	0.32 ± 0.06	0.27 ± 0.06	0.23 ± 0.06	0.20 ± 0.06	0.17 ± 0.06	0.68 ± 0.12
1288	0.16 ± 0.19	0.17 ± 0.17	0.18 ± 0.16	0.19 ± 0.15	0.20 ± 0.14	0.22 ± 0.23
1337	0.52 ± 0.05	0.48 ± 0.05	0.44 ± 0.05	0.41 ± 0.05	0.38 ± 0.05	0.84 ± 0.08
1448	0.10 ± 0.05	0.09 ± 0.05	0.08 ± 0.05	0.08 ± 0.05	0.07 ± 0.05	0.25 ± 0.06
1784	0.25 ± 0.09	0.24 ± 0.09	0.23 ± 0.08	0.23 ± 0.08	0.22 ± 0.07	0.41 ± 0.12
2090	0.26 ± 0.06	0.23 ± 0.06	0.20 ± 0.06	0.18 ± 0.06	0.16 ± 0.06	0.50 ± 0.08
2280	0.37 ± 0.05	0.36 ± 0.06	0.36 ± 0.05	0.35 ± 0.05	0.35 ± 0.05	0.51 ± 0.07
2541	0.45 ± 0.06	0.40 ± 0.06	0.35 ± 0.06	0.31 ± 0.06	0.28 ± 0.06	0.84 ± 0.10
2763	0.00 ± 0.25	-0.02 ± 0.22	-0.04 ± 0.21	-0.06 ± 0.19	-0.07 ± 0.18	0.29 ± 0.31
2997	0.04 ± 0.21	0.04 ± 0.19	0.05 ± 0.18	0.05 ± 0.16	0.05 ± 0.15	0.20 ± 0.27
3055	0.01 ± 0.12	-0.01 ± 0.11	-0.03 ± 0.10	-0.05 ± 0.10	-0.06 ± 0.09	0.25 ± 0.16
3184	0.46 ± 0.16	0.40 ± 0.15	0.36 ± 0.13	0.32 ± 0.12	0.28 ± 0.12	0.89 ± 0.21
3198	0.18 ± 0.05	0.15 ± 0.05	0.13 ± 0.05	0.11 ± 0.05	0.09 ± 0.05	0.40 ± 0.07
3319	0.47 ± 0.07	0.42 ± 0.06	0.38 ± 0.06	0.35 ± 0.06	0.32 ± 0.06	0.83 ± 0.10
3423	0.21 ± 0.20	0.17 ± 0.18	0.13 ± 0.17	0.10 ± 0.16	0.07 ± 0.15	0.59 ± 0.26
3486	0.25 ± 0.10	0.22 ± 0.10	0.19 ± 0.09	0.17 ± 0.08	0.15 ± 0.08	0.54 ± 0.14
3513	0.64 ± 0.17	0.55 ± 0.15	0.47 ± 0.14	0.41 ± 0.13	0.35 ± 0.12	1.20 ± 0.23
3614	0.51 ± 0.06	0.48 ± 0.06	0.46 ± 0.06	0.44 ± 0.06	0.43 ± 0.06	0.73 ± 0.09
3629	0.01 ± 0.14	-0.02 ± 0.13	-0.05 ± 0.12	-0.07 ± 0.11	-0.09 ± 0.11	0.32 ± 0.18
3631	0.76 ± 0.22	0.69 ± 0.20	0.63 ± 0.18	0.58 ± 0.17	0.54 ± 0.16	1.24 ± 0.28

Tabelle B.23 Fortsetzung

1	F_2	F_3	F_4	F_5	F_6	G_0
3726	0.19 ± 0.07	0.17 ± 0.06	0.15 ± 0.06	0.13 ± 0.06	0.12 ± 0.06	0.42 ± 0.10
3780	0.04 ± 0.16	0.04 ± 0.15	0.04 ± 0.14	0.03 ± 0.13	0.03 ± 0.12	0.20 ± 0.20
3810	-0.09 ± 0.15	-0.10 ± 0.14	-0.12 ± 0.13	-0.13 ± 0.12	-0.14 ± 0.11	0.15 ± 0.19
4136	0.63 ± 0.19	0.54 ± 0.17	0.47 ± 0.16	0.40 ± 0.15	0.35 ± 0.14	1.17 ± 0.25
4304						
4414	-0.39 ± 0.07	-0.39 ± 0.07	-0.39 ± 0.06	-0.39 ± 0.06	-0.40 ± 0.06	-0.27 ± 0.09
4535	0.46 ± 0.10	0.44 ± 0.09	0.43 ± 0.09	0.41 ± 0.08	0.40 ± 0.08	0.67 ± 0.13
4559	0.62 ± 0.05	0.58 ± 0.05	0.54 ± 0.05	0.51 ± 0.05	0.48 ± 0.05	0.94 ± 0.08
4603	-0.22 ± 0.13	-0.19 ± 0.12	-0.17 ± 0.11	-0.15 ± 0.11	-0.13 ± 0.10	-0.19 ± 0.16
4651	-0.38 ± 0.10	-0.38 ± 0.10	-0.38 ± 0.09	-0.37 ± 0.09	-0.37 ± 0.08	-0.27 ± 0.13
4654	0.20 ± 0.06	0.18 ± 0.06	0.16 ± 0.06	0.14 ± 0.06	0.13 ± 0.06	0.43 ± 0.09
5033	0.15 ± 0.06	0.16 ± 0.06	0.16 ± 0.06	0.16 ± 0.06	0.16 ± 0.06	0.25 ± 0.07
5068	0.16 ± 0.51	0.13 ± 0.46	0.10 ± 0.42	0.07 ± 0.39	0.05 ± 0.36	0.55 ± 0.64
5236	-0.78 ± 1.08	-0.73 ± 0.98	-0.68 ± 0.90	-0.65 ± 0.83	-0.61 ± 0.77	-0.74 ± 1.34
5334	0.41 ± 0.09	0.37 ± 0.09	0.34 ± 0.08	0.31 ± 0.08	0.29 ± 0.07	0.72 ± 0.13
5861	-0.11 ± 0.12	-0.11 ± 0.11	-0.11 ± 0.11	-0.11 ± 0.10	-0.11 ± 0.09	0.03 ± 0.15
6015	0.17 ± 0.06	0.15 ± 0.06	0.13 ± 0.06	0.11 ± 0.06	0.10 ± 0.05	0.40 ± 0.08
7361	0.43 ± 0.05	0.38 ± 0.05	0.33 ± 0.05	0.29 ± 0.05	0.26 ± 0.05	0.78 ± 0.08
7418	0.09 ± 0.17	0.06 ± 0.16	0.04 ± 0.14	0.02 ± 0.13	0.01 ± 0.13	0.37 ± 0.22
7456	0.51 ± 0.06	0.46 ± 0.06	0.42 ± 0.06	0.38 ± 0.06	0.35 ± 0.05	0.85 ± 0.09
7479	0.06 ± 0.08	0.06 ± 0.08	0.07 ± 0.07	0.07 ± 0.07	0.07 ± 0.07	0.17 ± 0.11
$764^\dagger$	0.58 ± 0.05	0.54 ± 0.05	0.51 ± 0.05	0.48 ± 0.05	0.46 ± 0.05	0.85 ± 0.08

Tabelle B.24 Daten der 51 Teil II,2–Galaxien

1	G_1	G_2	G_3	G_4	G_5	G_6
24	0.36 ± 0.08	0.27 ± 0.07	0.20 ± 0.07	0.14 ± 0.07	0.08 ± 0.06	0.04 ± 0.06
450	0.77 ± 0.13	0.68 ± 0.12	0.61 ± 0.11	0.56 ± 0.12	0.51 ± 0.09	0.46 ± 0.09
578	0.49 ± 0.09	0.44 ± 0.08	0.40 ± 0.08	0.36 ± 0.07	0.33 ± 0.07	0.31 ± 0.07
628	0.54 ± 2.43	0.48 ± 2.19	0.43 ± 1.99	0.39 ± 1.83	0.35 ± 1.68	0.32 ± 1.56
672	0.44 ± 0.06	0.37 ± 0.06	0.31 ± 0.06	0.26 ± 0.05	0.21 ± 0.05	0.17 ± 0.05
864	0.51 ± 0.13	0.45 ± 0.12	0.40 ± 0.11	0.36 ± 0.11	0.33 ± 0.10	0.30 ± 0.09
895	0.54 ± 0.12	0.49 ± 0.11	0.46 ± 0.11	0.43 ± 0.10	0.40 ± 0.09	0.38 ± 0.09
1187	0.34 ± 0.13	0.30 ± 0.12	0.27 ± 0.11	0.24 ± 0.11	0.22 ± 0.10	0.20 ± 0.09
1232	0.54 ± 0.20	0.51 ± 0.18	0.49 ± 0.16	0.47 ± 0.15	0.45 ± 0.14	0.44 ± 0.13
1249	0.59 ± 0.11	0.51 ± 0.10	0.44 ± 0.09	0.39 ± 0.09	0.34 ± 0.08	0.31 ± 0.08
1288	0.22 ± 0.21	0.23 ± 0.19	0.24 ± 0.17	0.24 ± 0.16	0.24 ± 0.15	0.25 ± 0.14
1337	0.74 ± 0.07	0.67 ± 0.07	0.61 ± 0.06	0.56 ± 0.06	0.52 ± 0.06	0.49 ± 0.06
1448	0.22 ± 0.06	0.20 ± 0.06	0.18 ± 0.06	0.16 ± 0.06	0.15 ± 0.05	0.13 ± 0.05
1784	0.38 ± 0.11	0.36 ± 0.10	0.34 ± 0.09	0.32 ± 0.09	0.31 ± 0.08	0.30 ± 0.08
2090	0.43 ± 0.08	0.38 ± 0.07	0.34 ± 0.07	0.31 ± 0.07	0.28 ± 0.06	0.26 ± 0.06
2280	0.48 ± 0.07	0.46 ± 0.06	0.45 ± 0.06	0.43 ± 0.06	0.42 ± 0.06	0.41 ± 0.06
2541	0.73 ± 0.09	0.64 ± 0.08	0.57 ± 0.08	0.50 ± 0.08	0.45 ± 0.07	0.41 ± 0.07
2763	0.23 ± 0.28	0.18 ± 0.25	0.14 ± 0.23	0.11 ± 0.21	0.08 ± 0.20	0.06 ± 0.18
2997	0.19 ± 0.24	0.18 ± 0.22	0.17 ± 0.20	0.16 ± 0.18	0.16 ± 0.17	0.15 ± 0.16
3055	0.19 ± 0.15	0.15 ± 0.13	0.11 ± 0.12	0.08 ± 0.11	0.06 ± 0.11	0.03 ± 0.10

Tabelle B.24 Fortsetzung

1	G_1	G_2	G_3	G_4	G_5	G_6
3184	0.77 ± 0.19	0.68 ± 0.17	0.61 ± 0.16	0.54 ± 0.15	0.49 ± 0.14	0.44 ± 0.13
3198	0.34 ± 0.07	0.30 ± 0.06	0.26 ± 0.06	0.23 ± 0.06	0.20 ± 0.06	0.18 ± 0.06
3319	0.73 ± 0.09	0.65 ± 0.08	0.58 ± 0.08	0.53 ± 0.08	0.48 ± 0.07	0.44 ± 0.07
3423	0.50 ± 0.23	0.42 ± 0.21	0.36 ± 0.19	0.30 ± 0.18	0.26 ± 0.16	0.22 ± 0.15
3486	0.47 ± 0.13	0.41 ± 0.12	0.37 ± 0.11	0.33 ± 0.10	0.30 ± 0.09	0.27 ± 0.09
3513	1.03 ± 0.21	0.89 ± 0.19	0.77 ± 0.17	0.67 ± 0.16	0.59 ± 0.15	0.52 ± 0.14
3614	0.68 ± 0.08	0.63 ± 0.07	0.60 ± 0.07	0.56 ± 0.07	0.54 ± 0.07	0.52 ± 0.06
3629	0.24 ± 0.17	0.18 ± 0.15	0.13 ± 0.14	0.09 ± 0.13	0.06 ± 0.12	0.03 ± 0.11
3631	1.10 ± 0.25	0.99 ± 0.23	0.90 ± 0.21	0.82 ± 0.19	0.76 ± 0.18	0.70 ± 0.17
3726	0.37 ± 0.09	0.33 ± 0.08	0.29 ± 0.07	0.26 ± 0.07	0.24 ± 0.07	0.22 ± 0.06
3780	0.18 ± 0.18	0.16 ± 0.16	0.15 ± 0.15	0.14 ± 0.14	0.13 ± 0.13	0.12 ± 0.12
3810	0.10 ± 0.17	0.06 ± 0.15	0.03 ± 0.14	0.00 ± 0.13	-0.02 ± 0.12	-0.04 ± 0.11
4136	1.00 ± 0.23	0.87 ± 0.20	0.76 ± 0.19	0.66 ± 0.17	0.59 ± 0.16	0.52 ± 0.15
4304						
4414	-0.29 ± 0.08	-0.30 ± 0.07	-0.31 ± 0.07	-0.32 ± 0.07	-0.32 ± 0.07	-0.33 ± 0.06
4535	0.63 ± 0.12	0.59 ± 0.11	0.56 ± 0.10	0.53 ± 0.09	0.51 ± 0.09	0.49 ± 0.09
4559	0.85 ± 0.08	0.78 ± 0.07	0.72 ± 0.07	0.67 ± 0.07	0.63 ± 0.06	0.59 ± 0.06
4603	-0.16 ± 0.15	-0.14 ± 0.13	-0.12 ± 0.12	-0.10 ± 0.12	-0.09 ± 0.11	-0.08 ± 0.10
4651	-0.28 ± 0.12	-0.28 ± 0.11	-0.29 ± 0.10	-0.29 ± 0.09	-0.30 ± 0.09	-0.30 ± 0.08
4654	0.38 ± 0.08	0.33 ± 0.07	0.29 ± 0.07	0.26 ± 0.07	0.24 ± 0.07	0.22 ± 0.06
5033	0.24 ± 0.07	0.24 ± 0.07	0.23 ± 0.06	0.23 ± 0.06	0.23 ± 0.06	0.22 ± 0.06
5068	0.46 ± 0.57	0.39 ± 0.51	0.34 ± 0.47	0.29 ± 0.43	0.25 ± 0.39	0.21 ± 0.37
5236	-0.68 ± 1.19	-0.63 ± 1.08	-0.60 ± 0.98	-0.56 ± 0.90	-0.53 ± 0.83	-0.51 ± 0.77
5334	0.64 ± 0.11	0.57 ± 0.11	0.52 ± 0.10	0.47 ± 0.09	0.44 ± 0.09	0.40 ± 0.08
5861	0.01 ± 0.14	0.00 ± 0.13	-0.01 ± 0.12	-0.02 ± 0.11	-0.03 ± 0.10	-0.04 ± 0.10
6015	0.34 ± 0.07	0.30 ± 0.07	0.26 ± 0.07	0.23 ± 0.06	0.21 ± 0.06	0.18 ± 0.06
7361	0.68 ± 0.08	0.59 ± 0.07	0.53 ± 0.07	0.47 ± 0.07	0.42 ± 0.06	0.38 ± 0.06
7418	0.31 ± 0.20	0.26 ± 0.18	0.22 ± 0.16	0.18 ± 0.15	0.15 ± 0.14	0.13 ± 0.13
7456	0.75 ± 0.08	0.67 ± 0.08	0.61 ± 0.07	0.55 ± 0.07	0.51 ± 0.07	0.47 ± 0.07
7479	0.16 ± 0.10	0.16 ± 0.09	0.15 ± 0.08	0.15 ± 0.07	0.15 ± 0.07	0.14 ± 0.07
$764^{\dagger}$	0.77 ± 0.07	0.71 ± 0.07	0.66 ± 0.07	0.62 ± 0.06	0.59 ± 0.06	0.56 ± 0.06

Anhang C

Beweise verschiedener Relationen

C.1 Einfluß von v_R/v_R^c auf H_0

Nach (4.23) bestimmt sich H_0 gemäß

$$\begin{aligned} H_0 &= \frac{\sigma}{d} \cdot \left(\frac{v_R}{\mathcal{V}}\right)^{1/y} \\ &=: H_0(v_R) \end{aligned}$$

Wir wollen nun untersuchen, wie sich das Ergebnis für H_0 ändern wird, wenn wir statt v_R die Auswertung mit v_R^c durchführen. Hierzu entnehmen wir Abbildung 4.11, daß das Verhältnis recht genau durch eine lineare Relatin bzgl. v_R approximiert wird:

$$\begin{aligned} \rho &:= \frac{v_R}{v_R^c} \\ &\approx m \cdot v_R + b \end{aligned} \tag{C.1}$$

Hieraus ergibt sich

$$v_R = \frac{b \cdot v_R^c}{1 + m \cdot v_R^c} \tag{C.2}$$

Daraus folgt mit (4.18)

$$\begin{aligned} \log v_R &= \log b + \log v_R^c - \log(1 + m \cdot v_R^c) \qquad \text{(C.3)} \\ &= y \cdot \log x + \log \mathcal{V} \end{aligned}$$

In den zu Abbildungen 4.15 und 4.16 entsprechenden Diagrammen mit v_R^c sollte sich ebenfalls eine lineare Relation zwischen $\log v_R^c$ und $\log x$ ergeben:

$$\log v_R^c = y \cdot \log x + \log \mathcal{V}_c \tag{C.4}$$

Unter Benutzung von (C.3) folgt damit

$$\log \mathcal{V}_c = \log \mathcal{V} - \log b + \log(1 + m \cdot v_R^c) \tag{C.5}$$

Wir erhalten

$$\begin{aligned} \frac{v_R}{\mathcal{V}} &= \frac{b \cdot v_R^c}{1 + m \cdot v_R^c} \cdot \mathcal{V}^{-1} && \text{(C.6)} \\ &= \frac{b \cdot v_R^c}{1 + m \cdot v_R^c} \cdot \mathcal{V}_c^{-1} \cdot 10^{-\log b + \log(1 + m \cdot v_R^c)} && \text{(C.7)} \\ &= \frac{v_R^c}{\mathcal{V}_c} && \text{(C.8)} \end{aligned}$$

Damit ergibt sich also, unter Annahme von (C.1), solange dieselbe Virialsatz–Steigung y verwendet wird:

$$H_0(v_R) \stackrel{!}{=} H_0(v_R^c) \tag{C.9}$$

C.2 Beweis von $\partial var/\partial v_R^* = 0$

Es wird hier gezeigt, daß die in (4.27) definierte Größe var unabhängig von dem gewählten Wert für v_R^* ist, so daß sie zu einem Vergleich zwischen den Diagrammen 4.22 – 4.27 mit 4.28 geeignet ist. Wegen der Definition von var genügt es offensichtlich, zu zeigen, daß

$$\sum_{k=1}^{n}[(\log x_i)_k - \langle \log x_i \rangle]^2 \tag{C.10}$$

unabhängig von v_R^* ist. Die Definitionen von $(\log x_i)_k$ und $\langle \log x_i \rangle$ sind dabei

$$\begin{aligned}
(\log x_i)_k &= (\log v_E)_k + (\log \pi_i)_k - \log \sigma \\
&= (\log v_E)_k + (\log \delta)_k - \frac{1}{y_i} \cdot (\log v_R)_k + \frac{1}{y_i} \cdot \log v_R^* - \log \sigma \qquad \text{(C.11)} \\
\langle \log x_i \rangle &= \sum_{k=1}^{n} \frac{(\log x_i)_k}{\sigma^2_{(\log x_i)_k}} \cdot \left(\sum_{k=1}^{n} \frac{1}{\sigma^2_{(\log x_i)_k}} \right)^{-1} \qquad \text{(C.12)}
\end{aligned}$$

Wir zeigen zuerst, daß $\sigma^2_{(\log x_i)_k}$ nicht von v_R^* abhängt. Nach (B.24) und (B.26) gilt:

$$\sigma_{(\log x_i)_k} = \frac{1}{\ln 10} \cdot \sqrt{\left(\frac{\sigma_{(v_E)_k}}{(v_E)_k}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{\delta_k}}{\delta_k}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{(v_R)_k}}{y_i (v_R)_k}\right)^2} \tag{C.13}$$

Mit Hilfe von (C.11) zerlegen wir nun (C.12) in zwei Anteile:

$$\begin{aligned}
\langle \log x_i \rangle &= \sum_{k=1}^{n} \frac{(\log x_i)_k - y_i^{-1} \log v_R^*}{\sigma^2_{(\log x_i)_k}} \cdot \left(\sum_{k=1}^{n} \frac{1}{\sigma^2_{(\log x_i)_k}} \right)^{-1} + \\
&+ \frac{1}{y_i} \cdot \log v_R^* \qquad \text{(C.14)}
\end{aligned}$$

wobei der erste Term nun nicht mehr von v_R^* abhängt. Da (C.10) nun im wesentlichen durch die Differenz von (C.11) und (C.14) gegeben ist, erkennt man leicht, daß (C.10) und damit var nicht von dem gewählten Wert für v_R^* abhängen.

Literaturverzeichnis

[1] Aaronson, M.; Bothun, G.; Mould. J.; Huchra, J.P.; Schommer, R.A.; Cornell, M.E. 1986 ApJ **302**, 536 *A distance scale from the IR magnitude / HI velocity–width relation. V. Distance moduli to 10 galaxy clusters, and positive detection of bulk supercluster motion toward the microwave anisotropy* **[Tab. B.1]**

[2] Aaronson, M.; Huchra, J.P.; Mould, J. 1979 ApJ **229**, 1 *The infrared luminosity / HI velocity–width relation and its application to the distance scale* **[Kap. 3.9]**

[3] Aaronson, M.; Mould, J. 1983 ApJ **265**, 1 *A distance scale from the infrared magnitude / HI velocity–width relation. IV. The morphological type dependence and scatter in the relation; the distancese to nearby groups* **[Kap. 3.9; Tab. B.1]**

[4] Aaronson, M.; Mould, J.; Huchra, J.P. 1980a ApJ **237**, 655 *A distance scale from the infrared magnitude / HI velocity width relation. I. The calibration* **[Kap. 4.1]**

[5] Aaronson, M.; Mould, J.; Huchra, J.; Sullivan W.T. et al. 1980b ApJ **239**, 12 *A distance scale from the infrared magnitude / HI velocity–width relation. III. The expansion rate outside the local supercluster* **[Tab. B.1]**

[6] Amram, P.; Le Coarer, E.; Marcelin, M.; Balkowski, C.; Sullivan, W.T.; Cayatte, V. 1992 A&A Suppl. **94**, 175 *Hα velocity fields and rotation curves of galaxies in clusters* **[Kap. 4.3.3]**

[7] Arnett, W.D. 1982 ApJ **253**, 785 *Type Ia Supernovae. I. Analytic solutions for the early part of the light curves* **[Kap. 3.3]**

[8] Arnett, W.D.; Branch, D.; Wheeler, J.C. 1985 Nature **314**, 337 *Hubble's constant and exploding carbon–oxygen white dwarf models for type I Supernovae* **[Kap. 3.3]**

[9] Baade, W. 1926 Astro. Nachr. **228**, 359 *Über eine Möglichkeit, die Pulsationstheorie der δ Cephei–Veränderlichen zu prüfen* **[Kap. 3.6]**

[10] Baade, W. 1944 ApJ **100**, 137 *The resolution of M32, NGC 205, and the central region of the Andromeda nebula* **[Kap. 2.3]**

[11] Baade, W. 1952 Trans IAU **8**, 397 *28. Commission de nebuleuses extragalactiques* **[Kap. 2.3]**

[12] Baade, W. 1955 in einer Vortragsreihe *Von Erde und Weltall*, 129 *Das Milchstraßensystem und die Größe der Welt* **[Kap. 2.3; Tab. B.1]**

[13] Balkowski, C.; Bottinelli, L.; Chamaraux, P.; Gouguenheim, L.; Heidmann, J. 1974 A&A **34**, 43 *Neutral Hydrogen study of spiral and irregular dwarf galaxies* [**Kap. 3.9**]

[14] Barlow, R.J. 1989 *Statistics* Wiley&Sons [**Anh. B.2**]

[15] Barnes, T.G.; Dominy, J.F.; Evans, D.S.; Kelton, P.W.; Parsons, S.B.; Stover, R.J. 1977 MNRAS **178**, 661 *The distances of Cepheid variables* [**Ref.**]

[16] Battaner, E.; Florido, E. 1995 MNRAS **277**, 1129 *A two–dimensional model of magnetohydrodynamically driven rotation of spiral galaxies without dark matter* [**Kap. 4.2**]

[17] Battaner, E.; Garrido, J.L.; Membrado, M.; Florido, E. 1992 Nature **360**, 652 *Magnetic fields as an alternative explanation for the rotation curves of spiral galaxies* [**Kap. 4.2**]

[18] Baum, W. 1955 PASP **67**, 328 *The distribution of luminosity in elliptical galaxies* [**Tab. B.1**]

[19] Beaulieu, J.P.; Sasselov, D.D.; Renault, C.; Grison, P. et al. 1997 A&A **318**, L47 *The effect of metallicity on the Cepheid distance scale and its implications for the Hubble constant (H_0) determination* [**Kap. 3.1**]

[20] Behr 1951 Astro. Nachr. **279**, 97 *Zur Entfernungsskala der extragalaktischen Nebel* [**Tab. B.1**]

[21] Bellazzini, M.; Fusi Pecci, F.; Ferraro, F.R. 1996 MNRAS **278**, 947 *Environmental effects on the structure of the dwarf spheroidal galaxies* [**Kap. 4.2**]

[22] Bernstein, G.M.; Guhathakurta, P.; Raychaudhuri, S.; Giovanelli, R.; Haynes, M.P.; Herter, T.; Vogt, N.P. 1994 AJ **107**, 1962 *Tests of the Tully–Fisher relation. II. Scatter in infrared magnitude versus 21 cm width* [**Kap. 3**]

[23] Binggeli, B.; Popescu, C.C.; Tammann, G.A. 1993 A&A Suppl. **98**, 275 *The kinematics of the Virgo cluster revisited* [**Kap. 1.1**]

[24] Birkinshaw, M.; Hughes, J.P. 1994 ApJ **420**, 33 *A measurement of the Hubble constant from the X–ray properties and the Sunyaev–Zel'dovich effect of Abell 2218* [**Tab. B.1**]

[25] Biviano, A.; Giuricin, G.; Mardirossian, F.; Mezzetti, M. 1990 ApJ Suppl. **74**, 325 *The Tully–Fisher relation in different environments* [**Kap. 3.9**]

[26] Bottinelli, L.; Fouqué, P.; Gouguenheim, L.; Paturel, G.; Teerikorpi, P. 1986 in *Galaxy distances and deviations from universal expansion* hrsg. Madore, B.F.; Tully, R.B., 73 *Malmquist bias and Virgocentric model in Tully–Fisher relation* [**Kap. 4.5.1**]

[27] Bottinelli, L.; Fouqué, P.; Gouguenheim, L.; Paturel, G.; Teerikorpi, P. 1987 A&A **181**, 1 *Cluster population incompleteness bias and the value of H_0 from the TF B_T^0 relation* [**Tab. B.1**]

[28] Bottinelli, L.; Gouguenheim, L.; Paturel, G.; de Vaucouleurs, G. 1983 A&A **118**, 4 *HI line studies of galaxies II. The 21–cm–width as an extragalactic distance indicator* **[Kap. 3.9]**

[29] Bottinelli, L.; Gouguenheim, L.; Paturel, G.; de Vaucouleurs, G. 1984 ApJ **280**, 34 *The 21 centimeter line width as an extragalactic distance indicator. III. The corrections for velocity dispersion and the B– and H–band Tully–Fisher relations* **[Kap. 3.9]**

[30] Bottinelli, L.; Gouguenheim, L.; Paturel, G.; Teerikorpi, P. 1988 ApJ **328**, 4 *The Malmquist bias in the extragalactic distance scale – Controversies and misconceptions* **[Kap. 4.5.1; Tab. B.1]**

[31] Bottinelli, L.; Gouguenheim, L.; Fouqué, P.; Paturel, G. 1990 A&A Suppl. **82**, 391 *An extragalactic data base II. The HI data* **[Kap. 4.3.2]**

[32] Branch, D. 1982 ApJ **258**, 35 *The Hubble diagram for type I Supernovae* **[Kap. 3.3]**

[33] Branch, D. 1992 ApJ **392**, 35 *The Hubble constant from Nickel radioactivity in type Ia Supernovae* **[Kap. 3.3]**

[34] Branch, D., Fisher, A.; Baron, E.; Nugent, P. 1996 ApJ **470**, L7 *On van den Bergh's method for measuring the Hubble constant from type Ia supernovae* **[Tab. B.1]**

[35] Branch, D.; Miller, D.L. 1993 ApJ **405**, L5 *Type Ia Supernovae as standard candles* **[Kap. 3.3]**

[36] Branch, D.; Patchett, P. 1973 MNRAS **161**, 71 *Type I supernovae* **[Tab. B.1]**

[37] Branch, D.; Tammann, G.A. 1992 ARA&A **30**, 359 *Type Ia Supernovae as standard candles* **[Kap. 3.3; 4.1]**

[38] Broadhurst, T.J.; Ellis, R.S.; Glazebrook, K. 1992 Nature **355**, 55 *Faint galaxies: Evolution and cosmological curvature* **[Kap. 4.2]**

[39] Bureau, M.; Mould, J.R.; Staveley–Smith, L. 1996 ApJ **463**, 60 *A new I–band Tully–Fisher relation for the Fornax cluster: Implication for the Fornax distance and local supercluster velocity field* **[Kap. 1.1; 4.1]**

[40] Burstein, D. 1990 Rep. Prog. Phys. **53**, 421 *Large–scale motions in the universe: A review* **[Kap. 4.3.1; Anh. B.2]**

[41] Buscombe, W.; de Vaucouleurs, G. 1955 Observatory **75**, 170 *Novae in the Magellanic Clouds and in the Galaxy* **[Kap. 3.2]**

[42] Capaccioli, M.; Cappellaro, E.; Della Valle, M.; D'Onofrio, M.; Rosino, L.; Turatto, M. 1990 ApJ **350**, 110 *Distances of the Virgo and Coma clusters of galaxies through novae and supernovae* **[Tab. B.1]**

[43] Ciardullo, R.; Jacoby, G.H.; Ford, H.C. 1989 ApJ **344**, 715 *Planetary nebulae as standard candles. IV. Test in the Leo I Group* **[Kap. 3.4]**

[44] Ciardullo, R.; Jacoby, G.H.; Tonry, J.L. 1993 ApJ **419**, 479 *A comparison of the Planetary nebula luminosity function and surface brightness fluctuation distance scales* **[Kap. 3.4]**

[45] Cohen, J.G. 1985 ApJ **292**, 90 *Nova shells. II. Calibration of the distance scale using Novae* **[Kap. 3.2]**

[46] Cornell, M. 1989 PhD thesis (zitiert in Jac92) **[Kap. 3.9]**

[47] Cox, J.P. 1980 *Theory of Stellar Pulsation* Princeton University Press **[Kap. 3.1; Tab. 3.1; Ref.]**

[48] Danver, C.G. 1942 Ann. Obs. Lund. **10** (zitiert in Jac92) **[Kap. 3.9]**

[49] Davis, M.; Peebles, P.J.E. 1983 ARA&A **21**, 109 *Evidence for local anisotropy of the Hubble flow* **[Kap. 1.1]**

[50] Dekel, A.; Burstein, D.; White, S.D.M. 1997 in *Critical Dialogues in Cosmology* hrsg. Turok, N., 175 *Measuring Omega* World Scientific **[Tab. 2.1]**

[51] de Vaucouleurs, G. 1970 ApJ **159**, 435 *The brightest star clusters in galaxies as distance indicators* **[Kap. 3.7; Tab. B.1]**

[52] de Vaucouleurs, G. 1982 ApJ **253**, 520 *The velocity structure of the Virgo S cloud of galaxies* **[Tab. B.1]**

[53] de Vaucouleurs, G. 1993 ApJ **415**, 33 *Specific frequencies of globular clusters in elliptical galaxies: A new test of the extragalactic distance scale* **[Tab. B.1]**

[54] de Vaucouleurs, G.; Bollinger, G. 1979 ApJ **233**, 433 *The extragalactic distance scale. VII. The velocity–distance relations in different directions and the Hubble ratio within and without the local supercluster* **[Tab. B.1]**

[55] de Vaucouleurs, G.; de Vaucouleurs, A.; Corwin, H.G. 1976 *Second Reference Catalog of Bright Galaxies* University of Texas Press **[Kap. 4.3.1]**

[56] de Vaucouleurs, G.; de Vaucouleurs, A.; Corwin, H.G.; Buta, R.J.; Paturel, G.; Fouqué, P. 1991 **RC3** *Third Reference Catalogue of Bright Galaxies* Vol. I–III Springer **[Kap. 1.3; 4.1; Abb. 4.6; 4.12; 4.18; Anh. B.2; B.3]**

[57] de Vaucouleurs, G.; Peters, W.L.; Bottinelli, L.; Gouguenheim, L.; Paturel, G. 1981 ApJ **248**, 408 *Hubble ratio and solar motion from 300 spirals having distances derived from HI line widths* **[Tab. B.1]**

[58] Djorgovski, S.; Davis, M. 1987 ApJ **313**, 59 *Fundamental properties of elliptical galaxies* **[Kap. 3.9]**

[59] Doggett, J.B.; Branch, D. 1985 AJ **90**, 2303 *A comparative study of Supernova light curves* **[Abb. 3.4]**

[60] Dressler, A. 1987 ApJ **317**, 1 *The $D_n - \sigma$ relation for bulges of disk galaxies: A new independent measure of the Hubble constant* **[Kap. 3.9]**

[61] Dressler, A.; Lynden–Bell, D.; Burstein, D.; Davies, R.L.; Faber, S.M.; Terlevich, R.; Wegner, G. 1987 ApJ **313**, 42 *Spectroscopy and photometry of elliptical galaxies. I. A new distance estimator* [**Kap. 3.9**]

[62] Driver, S.P.; Couch, W.J.; Phillipps, S.; Windhorst, R.A. 1996 ApJ **466**, L5 *The inferred redshift distribution of the faint blue galaxy excess* [**Kap. 4.2**]

[63] Efstathiou, G.; Ellis, R.S.; Peterson, B.A. 1988 MNRAS **232**, 431 *Analysis of a complete galaxy redshift survey. II – The field–galaxy luminosity function* [**Kap. 4.5.2**]

[64] Ellis, G.F.R. 1987 Preprint *The Expanding Universe: A History of Cosmology from 1917 to 1960* [**Ref.**]

[65] Faber, S.M.; Jackson, R.E. 1976 ApJ **204**, 668 *Velocity dispersions and mass–to–light ratios for elliptical galaxies* [**Kap. 3.9**]

[66] Falco, E.E.; Gorenstein, M.V.; Shapiro, I.I. 1985 ApJ **289**, L1 *On model–dependent bounds on H_0 from gravitational images: Application to Q0957+561 A,B* [**Kap. 3.8**]

[67] Falco, E.E.; Gorenstein, M.V.; Shapiro, I.I. 1991 ApJ **372**, 364 *New model for the 0957+561 gravitational lens system: Bounds on masses of a possible Black Hole and Dark Matter and prospects for estimation of H_0* [**Kap. 3.8**]

[68] Feast, M.W.; Catchpole, R.M. 1997 MNRAS **286**, L1 *The Cepheid period–luminosity zero–point from HIPPARCOS trigonometrical parallaxes* [**Kap. 4.5.3; Ref.**]

[69] Feast, M.W.; Walker, A.R. 1987 ARA&A **25**, 345 *Cepheids as distance indicators* [**Kap. 3.1**]

[70] Forbes, D.A. 1996 AJ **112**, 954 *Globular Cluster Luminosity Functions and the Hubble constant from WFPC2 imaging: The giant elliptical NGC 4365* [**Kap. 3.7**]

[71] Fouqué, P.; Bottinelli, L.; Gouguenheim, L.; Paturel, G. 1990 ApJ **349**, 1 *The extragalactic distance scale. II. The unbiased distance to the Virgo cluster from the B–band Tully–Fisher relation* [**Kap. 3.9; 4.1; 4.3.2; Anh. B.2**]

[72] Frauenfelder, H.; Henley, E.M. 1987 *Teilchen und Kerne* 2. Auflage Oldenbourg [**Kap. 2.2.1**]

[73] Freedman, W.L. 1997 in *Critical Dialogues in Cosmology* hrsg. Turok, N. 92 *Determination of the Hubble constant* [**Anh. B.2**]

[74] Friedmann, A. 1922 Zeitschr. f. Physik **10**, 377 *Über die Krümmung des Raumes* [**Kap. 2.3**]

[75] Friedmann, A. 1924 Zeitschr. f. Physik **21**, 326 *Über die Möglichkeit einer Welt mit konstant negativer Krümmung des Raumes* [**Kap. 2.3**]

[76] Giovanelli, R.; Haynes, M.P.; Da Costa, L.N.; Freudling, W.; Salzer, J.J.; Wegner, G. 1997 ApJ **477**, L1 *The Tully–Fisher relation and H_0* [**Kap. 4.1; Anh. B.2**]

[77] Giraud, E. 1986 ApJ **301**, 7 *The distance moduli from the B–band Tully–Fisher relation and the velocity field* [**Kap. 4.5.1**]

[78] Giraud, E. 1992 A&A **257**, 501 *Morphology of faint blue galaxies* [**Kap. 4.2**]

[79] Gnedin, O.Y. 1997 ApJ **487**, 663 *On the evolution of the globular cluster luminosity function: The differences* [**Kap. 3.7**]

[80] Goenner, H. 1994 *Einführung in die Kosmologie* Spektrum Verlag [**Kap. 1.1; 2.2.1; 2.2.2; Anh. A**]

[81] Goldstein, H. 1985 *Klassische Mechanik* 8. Auflage, Aula Verlag [**Kap. 4.2**]

[82] Gonzalez, A.H.; Faber, S.M. 1997 ApJ **485**, 80 *Malmquist bias and the distance to the Virgo cluster* [**Kap. 4.5.1; 4.5.2**]

[83] Goodwin, S.P.; Gribbin, J.; Hendry, M.A. 1997 astro–ph/9704216 *The Milky Way is just an average spiral* eingereicht bei MNRAS [**Kap. 4.2; 4.3**]

[84] Gouguenheim, L.; Bottinelli, L.; Theureau, G.; Paturel, G.; Teerikorpi, P. 1996 Reviews in Modern Astronomy **Bd. 9**, 127 *The extragalactic distance scale and the Hubble constant: Controversies and misconceptions* [**Kap. 3.1; 4.5.1**]

[85] Graham, J.A.; Phelps, R.L.; Freedman, W.L.; Saha, A. et al. 1997 ApJ **477**, 535 *The Hubble Space Telescope Extragalactic Distance Scale Key Project. VII. The discovery of Cepheids in the Leo I Group galaxy NGC 3351* [**Kap. 4.5.3; Anh. B.2**]

[86] Grogin, N.A.; Narayan, R. 1996 ApJ **464**, 92 *A new model of the gravitational lens 0957+561 and a limit on the Hubble constant* [**Kap. 3.8**]

[87] Gunn, J.E. 1978 in *Observational Cosmology* 8^{th} Advanced Course Swiss Society of Astronomy and Astrophysics, 1 *The Friedmann models and optical observations in cosmology* [**Kap. 2.1**]

[88] Gunn, J.E. 1988 in *The extragalactic distance scale* Proceeding of the ASP 100^{th} Anniversary Symposium PASPC **4** hrsg. van den Bergh, S.; Pritchet, C.J. 344 (zitiert in Jac92) [**Kap. 3.9**]

[89] Hamuy, M.; Phillips, M.M.; Maza, J.; Suntzeff, N.B.; Schommer, R.A.; Aviles, R. 1995 AJ **109**, 1 *A Hubble diagram of distant type Ia Supernovae* [**Kap. 3.3**]

[90] Harenberg 1996 *Schlüsseldaten der Astronomie* Harenberg Lexikon Verlag [**Kap. 2.3**]

[91] Harkness, R.P.; Wheeler, J.C. 1990 in *Supernovae* hrsg. Petschek, G., 1 *Classification of Supernovae* [**Abb. 3.3**]

[92] Harrison, E. 1993 ApJ **403**, 28 *The redshift–distance and velocity–distance laws* [**Kap. 1.2**]

[93] Hartwick, F.D.A.; Hutchings, J.B. 1978 ApJ **226**, 203 *Classical Novae: A time–dependent optically thick wind model for the postmaximum phase* [**Kap. 3.2**]

[94] Heap, S.R.; Augensen, H.J. 1987 ApJ **313**, 268 *Mass distribution and evolutionary scheme for central stars of Planetary nebulae* **[Kap. 3.4]**

[95] Heidmann, J. 1977 in *Décalages vers le rouge et expansion de l'universe – L'évolution des galaxies et ses implications cosmologiques* hrsg. Balkowski, C.; Westerlund, B.E., 485 (zitiert in Rowan–Robinson 1985) **[Tab. B.1]**

[96] Heidmann, J.; Heidmann, N.; de Vaucouleurs, G. 1972 Mem. RAS **75**, 85 (zitiert in Jac92) **[Kap. 3.9]**

[97] Herder 1989 1 + 2 *Lexikon der Astronomie* **[Kap. 3.2; 4.2; Abb. 3.2]**

[98] Hodge, P.W. 1974 PASP **86**, 289 *Photometry of the globular clusters of NGC 185* **[Kap. 3.7]**

[99] Hoell, J.; Priester, W. 1991 A&A **251**, L23 *Void structure in the early universe: Implications for a* $\Lambda > 0$ *cosmology* **[Tab. B.1]**

[100] Holmberg, E. 1958 Medd. Lunds. Astron. Obs. Ser. II 136 zitiert in Jac92, Trimble 1996 **[Kap. 3.9; Tab. B.1]**

[101] Hubble, E.P. 1924 Ann. Rep. Mt. Wilson Obs. (zitiert in Ellis 1987) **[Kap. 2.3]**

[102] Hubble, E.P. 1925a Observatory **48**, 139 *Cepheids in spiral nebulae* **[Kap. 2.3]**

[103] Hubble, E.P. 1925b ApJ **62**, 409 *NGC 6822, a remote stellar system* **[Kap. 2.3]**

[104] Hubble, E.P. 1926 ApJ **64**, 321 *Extra–galactic nebulae* **[Kap. 2.3; 3.9; 4.3.2]**

[105] Hubble, E.P. 1929 PNAS **15**, 168 *A relation between distance and radial velocity among extra–galactic nebulae* **[Kap. 1.1; 2.3; Tab. B.1]**

[106] Hubble, E.P. 1932 ApJ **76**, 44 *Nebulous objects in Messier 31 provisionally identified as Globular Clusters* **[Kap. 3.7]**

[107] Hubble, E.P. 1936 ApJ **84**, 270 *The luminosity function of nebulae* **[Kap. 2.3; Tab. B.1]**

[108] Hubble, E.P. 1937 MNRAS **97**, 506 *Redshifts and the distribution of nebulae* **[Kap. 2.3; Tab. B.1]**

[109] Hubble, E.P.; Humason, M.L. 1931 ApJ **74**, 43 *The velocity–distance relation among extra–galactic nebulae* **[Kap. 2.3; Tab. B.1]**

[110] Huchtmeier, W.K.; Richter, O.–G. 1989 *A general catalog of HI observations of galaxies* Springer **[Kap. 4.1]**

[111] Humason, M.L.; Mayall, N.U.; Sandage, A. 1956 AJ **61**, 97 *Redshifts and magnitudes of extragalactic nebulae* **[Tab. B.1]**

[112] Ichikawa, T.; Fukugita, M. 1992 ApJ **394**, 61 *Hubble flows in the Pisces–Perseus region from the Giovanelli–Haynes galaxy sample* **[Tab. B.1]**

[113] Inagaki, Y.; Suginohara, T.; Suto, Y. 1995 PASJ **47**, 411 *Reliability of the Hubble–constant measurement based on the Sunyaev–Zel'dovich effect* [**Kap. 3.5**]

[114] Jacoby, G.H. 1989 ApJ **339**, 39 *Planetary nebulae as standard candles. I. Evolutionary models* [**Kap. 4.3**]

[115] Jacoby, G.H.; Branch, D.; Ciardullo, R.; Davies, R.L.; Harris, W.E.; Pierce, M.J.; Pritchet, C.J.; Tonry, J.L.; Welch, D.L. 1992 **Jac92** PASP **104**, 599 *A critical review of selected techniques for measuring extragalactic distances* [**Kap. 1.1; 1.3; 3; 3.1; 3.2; 3.3; 3.4; 3.7; 3.9; 4.3.1; Abb. 3.1; 3.6; Ref.**]

[116] Jerjen, H.; Tammann, G.A. 1993 A&A **276**, 1 *The local group motion towards Virgo and the microwave background* [**Kap. 1.1**]

[117] Jimenez, R. 1997 astro-ph/9701222 *The Age of the Universe* [**Kap. 2.2.1; Tab. 2.1**]

[118] Kanitscheider, B. 1991 *Kosmologie* 2. Auflage Reclam [**Kap. 2.3**]

[119] Keeton, C.R.; Kochanek, C.S. 1997 ApJ **487**, 42 *Determining the Hubble constant from the gravitational lens PG 1115+080* [**Kap. 3.8**]

[120] Kennicutt, R.C. 1979 ApJ **228**, 704 *HII regions as extragalactic distance indicators. III. Application of HII region fluxes and galaxy diameters* [**Tab. B.1**]

[121] Kennicutt, R.C. 1981 ApJ **247**, 9 *HII regions as extragalactic distance indicators. IV. The Virgo cluster* [**Tab. B.1**]

[122] Kennicutt, R.C.; Freedman, W.L.; Mould, J.R. 1995 AJ **110**, 1476 *Measuring* H_0 *with the HST* [**Tab. B.1**]

[123] Kiang, T. 1961 MNRAS **122**, 263 *The galaxian luminosity function* [**Kap. 2.3**]

[124] Kippenhahn, R. 1989 *100 Milliarden Sonnen* Serie Piper [**Kap. 3.2**]

[125] Kirshner, R.P. 1990 in *Supernovae* hrsg. Petschek, A.G., 59 *Supernova light curves* [**Kap. 3.3; Abb. 3.4**]

[126] Kirshner, R.P.; Kwan, J. 1974 ApJ **193**, 27 *Distances to extragalactic supernovae* [**Kap. 3.6; Tab. B.1**]

[127] Kobayashi, S.; Sasaki, S.; Suto, Y. 1996 PASJ **48**, 107 *Re–examination of the Hubble constant from the Sunyaev–Zel'dovich effect: Implication for cosmological parameters* [**Kap. 3.5**]

[128] Kohle, S.; Kissler–Pattig, M.; Hilker, M.; Richtler, T.; Infante, L.; Quintana, H. 1996 A&A **309**, L39 *The distance of the Fornax cluster based on globular cluster luminosity functions* [**Kap. 3.7**]

[129] Kolb, E.W.; Turner, M.S. 1990 *The early universe* Addison/Wesley [**Abb. 4.8**]

[130] Koranyi, D.M.; Strauss, M.A. 1997 ApJ **477**, 36 *Testing the Hubble law with the IRAS 1.2 Jy redshift survey* [**Kap. 2.2**]

[131] Leavitt, H.S. 1912 Harvard Cir. **173** (zitiert in Feast, Catchpole 1997) [**Kap. 2.3**]

[132] Lebach, D.E.; Corey, B.E.; Shapiro, I.I.; Ratner, M.I.; Webber, J.C.; Rogers, A.E.E.; Davis, J.L.; Herring, T.A. 1995 Phys. Rev. Lett. **75**, 1439 *Measurement of the solar gravitational deflection of radio waves using Very–Long–Baseline Interferometry* [**Kap. 3.8**]

[133] Lemaître, G. 1927 Ann. Soc. Sci. Bruxelles **A47**, 49 *Un Univers homogene de masse constante et de rayon croissant, rendant compte de la vitesse radiale des nebuleuses extra–galactiques* [**Kap. 2.3; Tab. B.1**]

[134] Lesch, H.; Chiba, M. 1997 Fundamentals in Cosmic Physics **18**, 237 *On the origin and evolution of galactic magnetic fields* [**Kap. 4.2**]

[135] Liebscher, D.E.; Priester, W.; Hoell, J. 1992 Astron. Nachr. **313**, 265 *Lyman α forest and the evolution of the universe* [**Tab. 2.1**]

[136] Lobo, C.; Biviano, A.; Durret, F.; Gerbal, D.; Le Fevre, O.; Mazure, A.; Slezak, E. 1997 A&A **317**, 385 *Environmental effects on the Coma cluster luminosity function* [**Kap. 4.2**]

[137] Lu, N.Y.; Salpeter, E.E.; Hoffman, G.L. 1994 ApJ **426**, 473 *Measuring the Hubble constant and our Virgo–Infall velocity independently* [**Kap. 1.1**]

[138] Lundmark, K.E. 1924 MNRAS **84**, 747 *The determination of the curvature of space–time in de Sitter's world* [**Kap. 2.3**]

[139] Lundmark, K.E. 1925 MNRAS **85**, 865 *The motions and the distances of spiral nebulae* [**Kap. 2.3**]

[140] Lynden–Bell, D. 1977 Nature **270**, 396 *Hubble's constant determined from superluminal radio sources* [**Tab. B.1**]

[141] Lynden–Bell, D.; Faber, S.M.; Burstein, D.; Davies, R.L.; Dressler, A.; Terlevich, R.J.; Wegner, G. 1988 ApJ **326**, 19 *Spectroscopy and photometry of elliptical galaxies. V. Galaxy streaming toward the new supergalactic center* [**Kap. 3.9; 4.5.1; 4.5.2**]

[142] Madore, B.F.; Freedman, W.L. 1991 PASP **103**, 933 *The Cepheid distance scale* [**Kap. 3.1**]

[143] Malin, D.; Hadley, B. 1997 Proc. Ast. Soc. Austr. **14**, 52 *HI in shell galaxies and other merger remnants* [**Kap. 4.2**]

[144] Malmquist, K.G. 1920 Medd. Lund. Astron. Obs. **Ser. 2** Nr. 22 (zitiert in Teerikorpi 1984) [**Kap. 4.5.1**]

[145] Mather, J.C.; Cheng, E.S.; Eplee, R.E.; Isaacman, R.B. et al. 1990 ApJ **354**, L37 *A preliminary measurement of the cosmic microwave background spectrum by the Cosmic Background Explorer (COBE) satellite* [**Anh. A**]

[146] Mathewson, D.S.; Wayte, S.R.; Ford, V.L.; Ruan, K. 1987 Proc. Ast. Soc. Austr. **7**, 19 *The 'high velocity cloud' origin of the Magellanic system* [**Kap. 4.2**]

[147] Mazan, J. 1988 Rapport de Stage de D.E.A., University of Paris VII (zitiert in Fouqué, Bottinelli et al. 1990) [**Kap. 4.3.2**]

[148] Mc Gaugh, S.S. 1994 Nature **367**, 538 *A possible local counterpart to the excess population of faint blue galaxies* [**Kap. 4.2**]

[149] McGee, H. 1997 Jour. Brit. Astron. Assoc. **107**, 59 *HIPPARCOS results change the distance scale of the universe* [**Kap. 4.5.3**]

[150] Mc Hardy, I.M.; Stewart, G.C.; Edge, A.C.; Cooke, B.; Yamashita, K.; Hatasukade, I. 1990 MNRAS **242**, 215 *GINGA observations of Abell 2218: Implications for* H_0 [**Tab. B.1**]

[151] McLaughlin, D.B. 1945 PASP **57**, 69 *The relation between light–curves and luminosities of Novae* [**Kap. 3.2**]

[152] Melnick, J.; Terlevich, R.; Moles, M. 1988 MNRAS **235**, 297 *Giant HII regions as distance indicators – II. Application to HII galaxies and the value of the Hubble constant* [**Tab. B.1**]

[153] Moore, B.; Davis, M. 1994 MNRAS **270**, 209 *The origin of the Magellanic stream* [**Kap. 4.2**]

[154] Mould, J.; Aaronson, M.; Huchra, J.P. 1980 ApJ **238**, 458 *A distance scale from the infrared magnitude / HI velocity–width relation. II. The Virgo cluster* [**Tab. B.1**]

[155] North, J.D. 1990 *The Measure of the Universe–A History of modern Cosmology* Dover [**Kap. 2.3**]

[156] Padmanabhan, T. 1993 *Structure formation in the universe* Cambridge [**Kap. 4.2**]

[157] Paturel, G.; Andernach, H.; Bottinelli, L.; Di Nella, H. et al. 1997 A&A Suppl. **124**, 109 *Extragalactic data base VII. Reduction of astrophysical parameters* [**Kap. 4.3.1; 4.3.2; Anh. B.2**]

[158] Peebles, P.J.E. 1993 *Principles of physical cosmology* Princeton [**Kap. 2.3**]

[159] Peebles, P.J.E. 1997 in *Gravitation and Cosmology*: Proceedings of the ICGC–95 Conference hrsg. Dhurandhar, S.; Padmanabhan, T. *The gravitational instability picture and the epoch of galaxy formation* [**Kap. 4.2**]

[160] Peimbert, M. 1990 Rep. Prog. Phys. **53**, 1559 *Planetary nebulae* [**Kap. 3.4**]

[161] Perlmutter, S.; Aldering, G.; Della Valle, M.; Deustua, S. et al. 1997 astro–ph/9712212 *Discovery of a Supernova Explosion at half the age of the Universe and its cosmological implications* [**Abb. 2.2**]

[162] Perlmutter, S.; Deustua, S.; Gabi, S.; Goldhaber, G. et al. 1996 in *Thermonuclear Supernovae* hrsg. Canal, R.; Ruiz–Lapuente, P.; Isern, J., 749 *Scheduled discoveries of 7+high redshift Supernovae: First cosmology results and bounds on* q_0 [**Tab. 2.1**] NATO ASI

[163] Persic, M.; Salucci, P. 1992 MNRAS **258**, 14 *The baryon content of the universe* [**Kap. 4.5.2**]

[164] Persic, M.; Salucci, P. 1995 ApJ Suppl. **99**, 501 *Rotation curves of 967 spiral galaxies* [**Kap. 4.3.2; 4.3.3**]

[165] Persic, M.; Salucci, P.; Stel, F. 1996 MNRAS **281**, 27 *The universal rotation curve of spiral galaxies – I. The dark matter connection* [**Abb. 4.13**]

[166] Pfau, W. 1976 A&A **50**, 113 *Recalibration of the absolute magnitudes of Novae and application to Nova Cygni 1975* [**Kap. 3.2**]

[167] Phillips, M.M. 1993 ApJ **413**, L105 *The absolute magnitudes of type Ia Supernovae* [**Kap. 3.3**]

[168] Pierce, M.J.; Tully, R.B. 1988 ApJ **330**, 579 *Distances to the Virgo and Ursa Major clusters and a determination of H_0* [**Kap. 3.9; 4.3.2**]

[169] Pierce, M.J.; Tully, R.B. 1992 ApJ **387**, 47 *Luminosity–line widths relation and the extragalactic distance scale. I. Absolute calibration* [**Kap. 3.9**]

[170] Pierce, M.J.; Welch, D.L.; McClure, R.D.; van den Bergh, S.; Racine, R.; Stetson, P.B. 1994 Nature **371**, 385 *The Hubble constant and Virgo cluster distance from observations of Cepheid variables* [**Tab. B.1**]

[171] Rawson, D.M.; Macri, L.M.; Mould, J.R.; Huchra, J.P. et al. 1997 ApJ **490**, 517 *The Extragalactic Distance Scale Key Project VIII. The discovery of Cepheids and a new distance to NGC 3621 using the Hubble Space Telescope* [**Anh. B.2**]

[172] Refsdal, S. 1964a MNRAS **128**, 295 *The gravitational lens effect* [**Kap. 3.8**]

[173] Refsdal, S. 1964b MNRAS **128**, 307 *On the possibility of determining Hubble's parameter and the masses of galaxies from the gravitational lens effect* [**Kap. 3.8**]

[174] Roberts, M.S. 1978 AJ **83**, 1026 *Twenty–one centimeter line widths of galaxies* [**Kap. 3.9**]

[175] Robertson, H.P. 1928 Phil. Mag. **5**, 844 *On relativistic cosmology* [**Kap. 2.3**]

[176] Robertson, H.P. 1929 PNAS **15**, 822 *On the foundations of relativistic cosmology* [**Kap. 2.3**]

[177] Robertson, H.P. 1955 PASP **67**, 82 *The theoretical aspects of the nebular redshift* [**Kap.2.3**]

[178] Rogstad, D.H.; Shostak, G.S. 1972 ApJ **176**, 315 *Gross properties of five Scd galaxies as determined from 21–centimeter observations* [**Kap. 3.9**]

[179] Rosino, L. 1973 A&A Suppl. **9**, 347 *Novae in M31 discovered and observed at Asiago from 1963 to 1970* [**Kap. 3.2**]

[180] Rowan–Robinson, M. 1985 *The cosmological distance ladder* W.H. Freeman and Company NY [**Kap. 1.1; 2.3; 4.1; Abb. 3.1**]

[181] Sandage, A. 1958 ApJ **127**, 513 *Current problems in the extragalactic distance scale* **[Kap. 2.3; Tab. B.1]**

[182] Sandage, A. 1968 ApJ **152**, L149 *A new determination of the Hubble constant from globular clusters in M87* **[Tab. B.1]**

[183] Sandage, A. 1988a ApJ **331**, 583 *A case for $H_0 = 42$ and $\Omega_0 = 1$ using luminous Spiral Galaxies and the Cosmological time scale test* **[Kap. 4.3.6]**

[184] Sandage, A. 1988b ApJ **331**, 605 *The case for $H_0 \approx 55$ from the 21 centimeter linewidth absolute magnitude relation for field galaxies* **[Kap. 4.5.1; Tab. B.1]**

[185] Sandage, A.; Bedke, J. 1988 **SB** *Atlas of Galaxies* NASA **[Kap. 1.3; 4.1; 4.3.1; 5; Abb. 4.1; 4.12; 4.18]**

[186] Sandage, A.; Tammann, G.A. 1975a ApJ **196**, 313 *Steps toward the Hubble constant. V. The Hubble constant from nearby galaxies and the regularity of the local velocity field* **[Kap. 4.5.1; Tab. B.1]**

[187] Sandage, A.; Tammann, G.A. 1975b ApJ **197**, 265 *Steps toward the Hubble constant. VI. The Hubble constant determined from redshifts and magnitudes of remote ScI galaxies: The value of q_0* **[Kap. 4.5.1]**

[188] Sandage, A.; Tammann, G.A. 1976 ApJ **210**, 7 *Steps toward the Hubble constant. VII. Distances to NGC 2403, M101, and the Virgo cluster using 21 cm line widths compared with optical methods: The global value of H_0* **[Tab. B.1]**

[189] Sandage, A.; Tammann, G.A. 1982 ApJ **256**, 339 *Steps toward the Hubble constant. VIII. The global value* **[Tab. B.1]**

[190] Sandage, A.; Tammann, G.A. 1993 ApJ **415**, 1 *The Hubble diagram in V for supernovae of type Ia and the value of H_0 therefrom* **[Tab. B.1]**

[191] Sandage, A.; Tammann, G.A. 1995 ApJ **446**, 1 *Steps toward the Hubble constant. X. The distance of the Virgo cluster core using globular clusters* **[Kap. 3.7; Tab. B.1]**

[192] Sarazin, C.L. 1988 *X–ray emission from clusters of galaxies* Cambridge University Press **[Kap. 3.5]**

[193] Schechter, P.L. 1980 AJ **85**, 801 *Mass to light ratios for elliptical galaxies* **[Kap. 3.9]**

[194] Schechter, P.L.; Bailyn, C.D.; Barr, R.; Barvainis, R. et al. 1997 ApJ **475**, L85 *The quadruple gravitational lens PG1115+080: Time delays and models* **[Kap. 3.8]**

[195] Schmidt, B.P.; Kirshner, R.P.; Eastman, R.G. 1992 ApJ **395**, 366 *Expanding photospheres of type II supernovae and the extragalactic distance scale* **[Kap. 3.6; Tab. B.1]**

[196] Schmidt, B.P.; Kirshner, R.P.; Eastman, R.G.; Phillips, M.M; Suntzeff, N.B.; Hamuy, M.; Maza, J.; Aviles, R. 1994 ApJ **432**, 42 *The distances to 5 type II supernovae using the expanding photosphere method (EPM), and the value of H_0* **[Tab. B.1]**

[197] Schneider, P.; Ehlers, J.; Falco, E.E. 1992 *Gravitational lenses* Springer–Verlag **[Kap. 3.8]**

[198] Segal, I.E.; Nicoll, J.F. 1996 ApJ **465**, 578 *Tests of local redshift–distance laws on the basis of a complete optical sample* **[Kap. 2.2]**

[199] Sérsic, J.L. 1960 Zeitschrift f. Astrophys. **50**, 168 *The HII regions in galaxies* **[Tab. B.1]**

[200] Shara, M.M. 1981a ApJ **243**, 268 *On the constancy of the absolute magnitude $M_B(15)$ of a classical nova 15 days after maximum light* **[Kap. 3.2]**

[201] Shara, M.M. 1981b ApJ **243**, 926 *A theoretical explanation of the absolute magnitude–decline time ($M_B - t_3$) relationship for classical novae* **[Kap. 3.2]**

[202] Sheth, R.K. 1995 MNRAS **276**, 796 *Merging and hierarchical clustering from an initially Poisson distribution* **[Kap. 4.2]**

[203] Shostak, G.S. 1975 ApJ **198**, 527 *An HI study of Scd galaxies* **[Kap. 3.9]**

[204] Shostak, G.S. 1978 A&A **68**, 321 *Integral properties of late–type galaxies derived from HI observations* **[Tab. B.1]**

[205] Skillman, E.D.; Kennicutt, R.C.; Shields, G.A.; Zaritsky, D. 1996 ApJ **462**, 147 *Chemical abundances in Virgo spiral galaxies. II. Effects of cluster environment* **[Kap. 4.2]**

[206] Sofue, Y. 1996 ApJ **458**, 120 *The most completely sampled rotation curves for galaxies* **[Kap. 4.3.2]**

[207] Sparks, W.B.; Whitmore, B.C.; Lucas, R.A.; Macchetto, F.; Biretta, J. 1996 in Science with the Hubble Space Telescope – II, 43 *Hubble Space Telescope Observations of globular clusters in M87 and an estimate of H_0* **[Tab. B.1]**

[208] Stenning, M.; Hartwick, F.D.A. 1980 AJ **85**, 101 *The local value of the Hubble constant from luminosity classification of Sb galaxies* **[Tab. B.1]**

[209] Sunyaev, R.; Zel'dovich, Y.B. 1972 Comments on Astrophysics and Space Physics **4**, 173 *The observation of relic radiation as a test of the nature of X–ray radiation from the clusters of galaxies* **[Kap. 3.5]**

[210] Tammann, G.A. 1996 Rev. Mod. Astro. **9**, 139 *Why is there still controversy on the Hubble constant?* **[Abb. 4.31]**

[211] Tammann, G.A.; Leibundgut, B. 1990 A&A **236**, 9 *Supernovae studies IV. The global value of H_0 from SNe Ia and the peculiar motion of field galaxies* **[Tab. B.1]**

[212] Tanvir, N.R. 1996 in Science with the Hubble Space Telescope – II, 38 *The Hubble constant via the Leo–I group* **[Tab. B.1]**

[213] Teerikorpi, P. 1984 A&A **141**, 407 *Malmquist bias in a relation of the form $M = a \cdot p + b$* **[Kap. 4.5.1; Ref.]**

[214] Teerikorpi, P. 1987 A&A **173**, 39 *Cluster population incompleteness bias and distances from the Tully–Fisher relation: Theory and numerical examples* [**Abb. 4.31**]

[215] Terlevich, R.J.; Davies, R.L.; Faber, S.M.; Burstein, D. 1981 MNRAS **196**, 381 *The metallicities, velocity dispersions and true shapes of elliptical galaxies* [**Kap. 3.9**]

[216] Theureau, G.; Hanski, M.; Teerikorpi, P.; Bottinelli, L.; Ekholm, T.; Gouguenheim, L.; Paturel, G. 1997 A&A **319**, 435 *Kinematics of the local universe* [**Kap. 3.9; 4.1; 4.3.3; Abb. 4.6**]

[217] Thomsen, B.; Baum, W.A.; Hammergren, M.; Worthey, G. 1997 ApJ **483**, L37 *The distance to the Coma cluster from Surface Brightness Fluctuations* [**Tab. B.1**]

[218] Tonry, J.L. 1991 ApJ **373**, L1 *Surface brightness fluctuations: A bridge from M31 to the Hubble constant* [**Tab. B.1**]

[219] Tonry, J.L.; Ajhar, E.A.; Luppino, G.A. 1990 AJ **100**, 1416 *Observations of surface–brightness fluctuations in Virgo* [**Kap. 3.10**]

[220] Tonry, J.L.; Schneider, D.P. 1988 AJ **96**, 807 *A new technique for measuring extragalactic distances* [**Kap. 3.10**]

[221] Trimble, V. 1996 PASP **108**, 1073 *H_0: The incredible shrinking constant 1925–1975* [**Ref.**]

[222] Tully, R.B.; Fisher, J.R. 1977 **TF** A&A **54**, 661 *A new method of determining distances to galaxies* [**Kap. 3.9; 4.1; 4.3.2; Abb. 4.7**]

[223] Tully, R.B.; Fouqué, P. 1985 ApJ Suppl. **58**, 67 *The extragalactic distance scale. I. Corrections to fundamental observables* [**Kap. 3.9; 4.3.2; Anh. B.2**]

[224] Turon, C.; van Leeuwen, F. 1995 in *Astrophysical applications of stellar pulsation* hrsg. Stobie, R.S.; Whitelock P.A. Astro. Soc. Pac. Conf. Ser. **83**, 241 *HIPPARCOS data on pulsating stars* [**Kap. 4.5.3**]

[225] van de Bruck, C. 1997 astro–ph/9705208 akzeptiert von Phys. Rev. D *Cosmic string network evolution in arbitrary cosmological models* [**Abb. 4.9**]

[226] van den Bergh, S. 1975 in *Stars and stellar systems* **Bd. 9**: Galaxies and the Universe, 509 *The Extragalactic Distance Scale* [**Tab. B.1**]

[227] van den Bergh, S. 1985 ApJ **297**, 361 *The luminosity function of globular clusters* [**Tab. B.1**]

[228] van den Bergh, S. 1989 A&A Rev. **1**, 111 *The cosmic distance scale* [**Kap. 1.1; Tab. B.1**]

[229] van den Bergh, S.; Pazder, J. 1992 ApJ **390**, 34 *The luminosity of Supernovae of type Ia. I. Apparent magnitudes at maximum light* [**Kap. 3.3**]

[230] van den Bergh, S.; Pritchet, C.J. 1986 PASP **98**, 110 *Novae as distance indicators* [**Kap. 3.2**]

[231] Visvanathan, N. 1979 ApJ **228**, 81 *The Hubble diagram for E and S0 galaxies in the local region* [**Tab. B.1**]

[232] Visvanathan, N.; Sandage, A. 1977 ApJ **216**, 214 *The color–absolute magnitude relation for E and S0 galaxies. I. Calibration and test for universality using Virgo and eight other nearby clusters* [**Tab. B.1**]

[233] Walker, A.G. 1935 Qu. J. Math. Oxf. Ser. **6**, 81 *On Riemannian spaces with spherical symmetry about a line and the conditions for isotropy in General Relativity* [**Kap. 2.3**]

[234] Weaver, T.A.; Woosley, S.E. 1980 in 9^{th} Texas Symposium on Relativistic Astrophysics hrsg. Ehlers, J.; Perry, J.J.; Walker, M., 335 *Evolution and explosion of massive stars* [**Kap. 3.3**]

[235] Weinberg, S. 1994 *Die ersten 3 Minuten* dtv [**Kap. 2.1**]

[236] Wesselink, A.J. 1946 Bull. astr. Inst. Netherl. **10**, 91 (zitiert in Barnes et al. 1977) [**Kap. 3.6**]

[237] Wheeler, J.C.; Harkness, R.P. 1990 Rep. Prog. Phys. **53**, 1467 *Type I Supernovae* [**Abb. 3.3**]

[238] Whitmore, B.C. 1996 Proceedings of the ST Sci May Symposium *The extragalactic distance scale* 5/96 in Baltimore, hrsg. Livio, M.; Donahue, M.; Panagia, N. *Globular Clusters as distance indicators* [**Kap.3.7**]

[239] Wirtz, C. 1917 Astro. Nachr. **206**, 109 *Über die Bewegungen der Nebelflecke* [**Kap. 2.3**]

[240] Wirtz, C. 1921 Astro. Nachr. **215**, 349 *Einiges zur Statistik der Radialbewegungen von Spiralnebeln und Kugelsternhaufen* [**Kap. 2.3**]

[241] Witasse, O.; Paturel, G. 1997 A&A **321**, 10 *Influence of a partial incompleteness of the sample on the determination of the Hubble constant* [**Kap. 4.5.1; 4.5.2**]

[242] Yahil, A.; Tammann, G.A.; Sandage, A. 1977 ApJ **217**, 903 *The local group: The solar motion relative to its centroid* [**Kap. 4.3.1**]

[243] Yasuda, N.; Fukugita, M.; Okamura, S. 1997 ApJ Suppl. **108**, 417 *Study of the Virgo cluster using the B–band Tully–Fisher relation* [**Kap. 1.1; 3.7; 3.9**]

[244] Young, P.; Deverill, R.S.; Gunn, J.E.; Westphal, J.A. 1981 ApJ **244**, 723 *The triple Quasar* $Q1115 + 080$ *A,B,C: A quintuple gravitational lens image* [**Kap. 3.8**]

[245] Zhevakin, S. 1953 AJ (USSR) **30**, 161 *The pulsational theory of stellar variability. I.* (zitiert in Cox 1980) [**Kap. 3.1**]

Danksagung

Die Durchführung dieser Arbeit verdanke ich zu gleichen Maßen so vielen Personen, daß es mir schwerfällt, eine geeignete Reihenfolge zu finden. Die folgende Aufzählung sei deshalb ohne zugrundeliegende Wertung verstanden.

- Ich möchte mich besonders bei Prof. Dr. Wolfgang Priester bedanken, der mir durch die Bereitstellung des Themas dieser Arbeit die Möglichkeit eröffnete, in eines der interessantesten Themengebiete der Physik tiefere Einblicke zu erhalten. Des weiteren danke ich ihm für die ständige Bereitschaft zu Gesprächen und Diskussionen.

- In diesem Sinne bin auch Priv. Doz. Tom Richtler und Priv. Doz. W. Huchtmeier zu großem Dank für ihre ständige Ansprechbarkeit und die daraus resultierenden Hinweise und Tips verpflichtet.

- Mein ganz besonderer Dank gebührt auch Prof. Dr. Ulrich Klein für die Übernahme des Koreferates dieser Arbeit.

- Meinen Eltern verdanke ich in ganz besonderem Maße die Durchführung und Beendigung dieses Studiums durch ihre fortwährende Unterstützung, ob geistiger, körperlicher oder finanzieller Art.

- Für das Korrekturlesen dieser Arbeit zeigen sich verantwortlich (neben meiner Wenigkeit), d. h. bin ich besonders dankbar, Priv. Doz. Tom Richtler, meiner Mutter sowie meinen Kollegen Dipl. Phys. Carsten van de Bruck und Dipl. Phys. Michaela Kraus.

- Last but not least seien die Kollegen erwähnt, die mir durch Hilfen jedweder Art den Zeitraum der Fertigstellung dieser Arbeit wie im Flug haben vergehen lassen: Dipl. Phys. Harald Giersche, Dipl. Phys. Ludwig Jovanovic, Dipl. Phys. Michaela Kraus, Dr. Bülent Uyaniker, Dipl. Phys. Carsten **van** de Bruck und M. Sci. Aylin Yar.

Die notwendigen Berechnungen im Verlauf dieser Arbeit wurden mit C++ und Fortran durchgeführt.