

12. Erste Sterne. Reionisation. Galaxien.

12.1. Erste Sterne.

Zur Zeit der Rekombination bei $z = 1089$ und einer Temperatur von 2970 K lag das Intensitätsmaximum der Strahlung bei etwa $1\ \mu\text{m}$. Es verschob sich im Laufe der Zeit weiter zu längeren Wellen und erreichte nach 180 Mill. Jahren bei $z = 20$ etwa $55\ \mu\text{m}$ und eine Strahlungstemperatur von 56 K . Bei dieser Rotverschiebung sollten nach den Ergebnissen von WMAP die ersten Sterne aufgetreten sein. Es ist die Zeit der Reionisation, verursacht durch die ersten, extrem leuchtkräftigen Sterne. Ein Beobachter hätte bis dahin eine große Dunkelheit wahrgenommen. Im sichtbaren Bereich gab es so gut wie keine Strahlung. Man spricht vom dunklen Zeitalter, das mit der Epoche der Reionisation bei $z = 10$ endet.

Inzwischen haben sich aber, wie wir in Kap. 11 gesehen haben, aus sehr kleinen Dichteschwankungen Bereiche größerer Dichte entwickeln können. Beim Dichtekontrast von $\delta \approx 4,5$ bildeten sich kollabierende Wolken dunkler Materie (s. Gl. 11.22). Die baryonische Materie allein würde dazu nicht ausreichen; denn nach Gl. 11.15 ist $\delta \propto a$, d.h. δ kann von $z = 1089$ bis $z = 20$ nur um einen Faktor 55 wachsen. Wie groß waren die kollabierenden Wolken? Die ersten Objekte müssen baryonische Massen von ca. 10^6 Sonnenmassen gehabt haben, welche sich innerhalb von Wolken dunkler Materie ansammelten. Die Abkühlungszeit t_{cool} bei der Bildung baryonischer Massen muss kürzer gewesen sein als die Hubblezeit. Nach der „Virialisierung“ war ihre Temperatur durch Abstrahlung auf ca. $T \approx 10^4\text{ K}$ gesunken. Weitere Abkühlung ist nur möglich, wenn sich molekularer Wasserstoff bilden kann, wozu eine ganze Kaskade komplizierter chemischer Prozesse in dem Gas der Urmaterie aus atomarem Wasserstoff und Helium (unter Einbeziehung ihrer Ionisationsstufen) ablaufen muss. Da das H_2 -Molekül Schwingungs- und Rotationsfreiheitsgrade besitzt, die eine Abstrahlung im Infraroten ermöglichen, können die Wolken weiter abkühlen. Solange die Abkühlung effizient ist, d.h. die Abkühlungszeit t_{cool} im Verhältnis zur Zeit des freien Falls t_{ff} kurz ist, werden die Wolken kollabieren und weiter fragmentieren, d.h. kleinere Klumpen bilden. Die Fragmentierung kommt zum Stillstand, wenn $t_{\text{cool}} = t_{\text{ff}}$ geworden ist. Die Abkühlung hängt sehr stark von der „Metallizität“, d.h. vom Massenanteil Z schwerer Elemente ab (schwerer als ${}^4\text{He}$). In der Sonne erreicht Z einige Prozent. In der Urmaterie ist $Z < 10^{-4} \cdot Z_{\text{Sonne}}$ und damit ist die Abkühlung ziemlich ineffizient. Die Fragmentierung endet bei baryonischen Wolken von etwa 10^3 Sonnenmassen, die sich in Potentialmulden aus dunkler Materie befinden. Man muss deshalb davon ausgehen, dass die ersten Sterne tatsächlich Massen von $500 - 10^3$ Sonnenmassen erreichten. 3-dimensionale Simulationen zeigen, dass diese Gebilde durchaus stabil sein können. Diese Eigenschaft steht im Gegensatz zu der massereicherer Sterne mit normaler Metallizität, d.h. $Z > 10^{-4} \cdot Z_{\text{Sonne}}$, welche

durch starken Sternenwind schnell an Masse verlieren. Die Fragmentierung von Wolken der Urmaterie mit $Z < 10^{-4} \cdot Z_{\text{Sonne}}$ verläuft anders. Sie endet schon bei großen Massen und läßt damit superschwere Sterne zu. Aus der kollabierenden Urmaterie bildet sich schließlich ein protostellares Zentrum mit einer Hülle, aus welcher weitere Materie auf das Zentrum fällt.

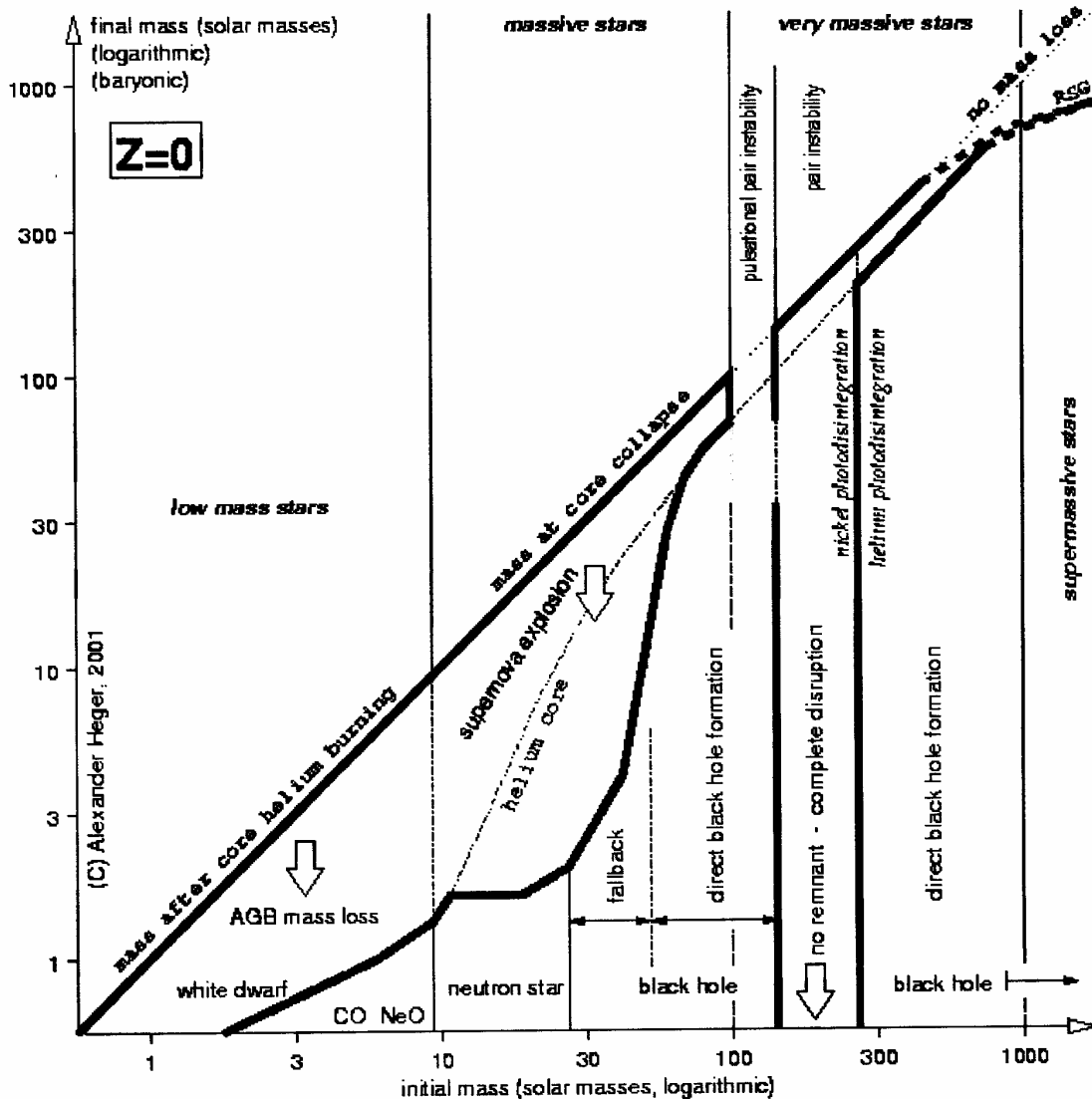


Fig. 12.1. Die Masse der ersten Sterne am Ende ihrer Entwicklung aufgetragen gegen ihre anfängliche Masse. Sterne oberhalb 260 Sonnenmassen kollabieren zu schwarzen Löchern, ohne daß Masse ausgeschleudert wird. Das Entsprechende passiert auch mit Sternen im Massenbereich 40 – 140 Sonnenmassen. Sterne zwischen 140 – 260 Sonnenmassen dagegen werden bei der Supernovaexplosion völlig zerissen, ohne daß ein Neutronenstern oder ein schwarzes Loch gebildet wird. Die Explosionsenergien sind etwa 100mal größer als bei normalen „Core-Collaps SNe“. Dabei werden ca. 50 Sonnenmassen Nickel ausgeschleudert. Damit wiederum kann eine nächste Generation von 500 Mill. Sternen mit Sonnenmassen mit einer Metallität von $Z = 10^{-4}$ ausgestattet werden. Die durchgezogenen Gerade bezeichnet die Masse ohne Massenverlust. Die darunter liegende Kurve berücksichtigt Massenverluste. Aus A. Heger, S.E. Woosley, I.

Baraffe and T. Abel: Evolution and Explosion of Very Massiv Primordial Stars (2002), to appear in Proc. *Lighthouses in the Univers*, „ESO Astrophysics Symposia“, Springer Verl.

In massereichen Sternen mit normaler Metallizität verläuft die Fusion von Wasserstoff im Wesentlichen über den CNO-Prozess. Dazu sind jedoch schwere Elemente als Katalysatoren notwendig, welche in den ersten Sternen nicht vorhanden sind. Der CNO-Prozess ist deshalb nicht möglich, und das Brennen verläuft nach dem ineffizienteren p-p-Prozess. Im Zentrum, des Sterns ist Dichte und Temperatur nach der Erschöpfung des Wasserstoffs bald so hoch, dass der 3α -Prozeß unter Bildung von Kohlenstoff einsetzt. Bei Temperaturen $T > 10^9$ K, wenn $h\nu \geq 2m_e c^2$ wird, werden aus Photonen (in der Nähe von Kernen) Elektron-Positron-Paare gebildet. Dieser Prozess entzieht dem Photonengas Energie. Der adiabatische Exponent, definiert als $\gamma_{ad} = c_p / c_v$ oder

$$\frac{1}{\gamma_{ad}} \equiv \left(\frac{d \ln \rho}{d \ln P} \right)_{ad} \quad (12.1)$$

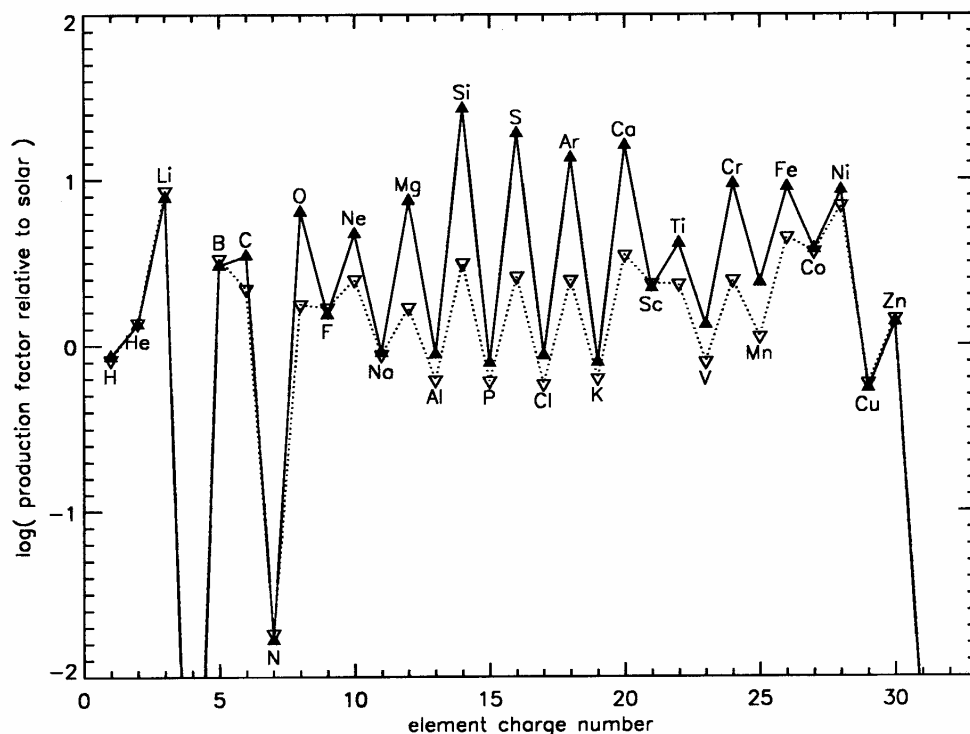


Fig. 12.2. Produktionsfaktoren der Elemente relativ zur solaren Häufigkeit
 Gestrichelte Linie mit offenen Dreiecken von Sternen mit 12 – 40 Sonnenmassen. Die durch gezogene Linie berücksichtigt auch Sterne der Massen 140 – 260 Sonnenmassen. Im Massenbereich 100 – 140 M_{\odot} werden die äußeren Hüllen abgestoßen, wobei kaum schwere Elemente nach außen gelangen. Im Bereich 40 – 100 M_{\odot} fällt der He-Core völlig in das entstehende schwarze Loch, sodaß schwere Elemente nicht nach außen gelangen. Es ist dabei angenommen worden, daß die Häufigkeit der Sternmassen (Initial

Mass Function = IMF) wie $IMF \propto M^{-1,5}$ verläuft. Aus A. Heeger and S.E. Woosley: *The Beginning of Stellar Nucleosynthesis (2002)*, to appear in *Proceedings of the 11th Workshop on Nuclear Astrophysics, Ringberg Castle*, eds. E. Müller and W. Hillebrandt, MPA Proceedings Garching.

nimmt ab. Für einatomige Gase ist $\gamma_{ad} = 5/3$, für ein Photonengas wird $\gamma_{ad} = 1$, was zur Instabilität führt. Die Grenze zur Instabilität liegt bei $\gamma_{ad} = 4/3$; sie wird erreicht, wenn die Entwicklung des Sterns in die sogenannten Paar-Instabilität läuft. Dann kollabiert der Stern in einer Paar-Supernova-(SN)-Explosion. Dabei werden praktisch keine schweren Elemente jenseits von Zn ($Z = 30$) gebildet. Kerne mit ungerader Nukleonenzahl treten mit ein bis zwei Zehnerpotenzen geringerer Ausbeute auf als gerade Kerne auf. Die höchste Ausbeute erreicht Si.

Was folgt daraus für die Beobachtung? Die großen Massen der ersten Sterne (Sterne der Population III) bescherten ihnen eine äußerst kurze Lebensdauer (bei 40 Sonnenmassen dauert die Zeit des Wasserstoff-Brennens etwa $2 \cdot 10^6$ Jahre bei 100 Sonnenmassen nur noch $0,25 \cdot 10^6$ Jahre). Ihre nuklearen Aschen enthielten genügend schwere Elemente für die nächsten Sternenerationen (Sterne der Population II). In den Sternatmosphären dieser sehr alten „low metallicity stars“ sollten sich die in Fig. 12.2. dargestellten Abweichungen von der üblichen Elementhäufigkeit wieder finden. Ein Beispiel bildet der kürzlich entdeckte extrem metallarme Stern HD 0107- 5240 im galaktischen Halo. Er ist ca. 10 kpc entfernt und seine Metallizität im Verhältnis zum solaren Wert beträgt $0,5 \cdot 10^{-5}$.

Die Beobachtung von „Pair Supernova“-Prozessen könnte im Prinzip möglich sein wegen der gegenüber normalen „Core-Collaps-SNe um etwa 2 Zehnerpotenzen größeren Energieausstoßes (Hypernovae). Dabei ist zu bedenken, dass die Prozesse bei einer Rotverschiebung von etwa $z = 20$ auftreten müssten. Das bedeutet, dass das Licht aus dem Zerfall radioaktiver Nukleide im mittleren Infraroten zu erwarten ist und dass die Zeitskala des Zerfalls um einen Faktor 20 gedehnt ist. Seit kurzem ordnet man kosmischen Gammapulsen (Gamma Ray Bursts = GRBs), die mit einer Dauer von über 2 Sekunden bis Minuten auftreten, den Core-Collaps von Sternen über 25 Sonnenmassen zu. In diesen Fällen führt der Core-Collaps massiver Sterne zur Entstehung stellarer schwarzer Löcher. In dem Häufigkeits-Diagramm der GRBs in Fig. 12.3 werden die Prozesse unter dem rechten Maximum Hypernova-Prozessen zugeordnet. Eine Koinzidenz von GRB und einer optisch leuchtenden SN konnte in vielen Fällen bis zu $z \cong 4$ nachgewiesen werden. Deshalb ist es durchaus möglich, dass man in Zukunft GRBs mit sehr großer Rotverschiebung z empfangen kann und zusätzlich vielleicht ein Nachleuchten im IR beobachtet.

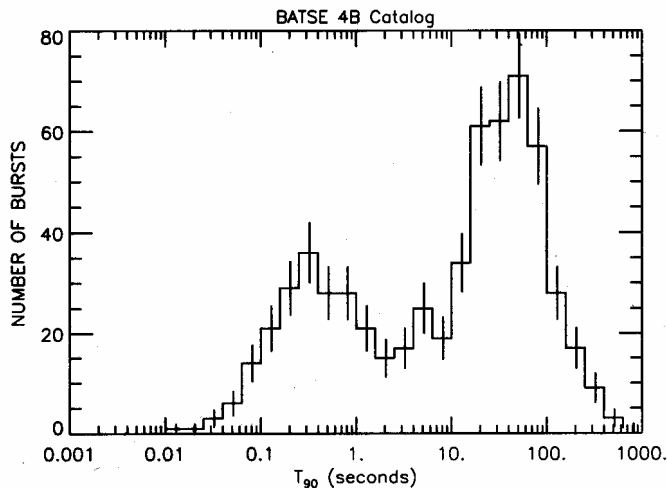


Fig. 12.3. Die Häufigkeiten von GRBs geordnet nach der Pulslänge. Die Verteilung unter dem rechten Maximum wird Core-Collaps-Prozessen massereicher Sterne zugeordnet.

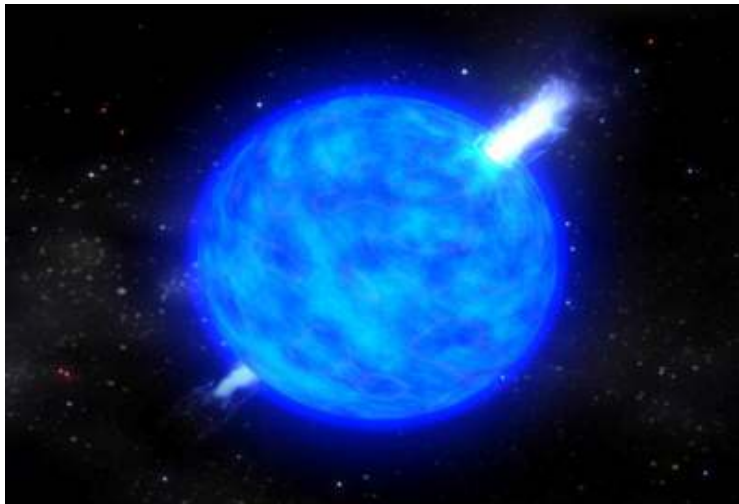


Fig. 12.4. Künstlerische Darstellung einer Hypernova, das Ende eines Sterns mit $M > 25 M_{\odot}$. Im Innern der Plasmakugel ist ein schwarzes Loch entstanden. Entlang der Rotationsachse hat sich ein Jet ausgebildet. Er besteht im Wesentlichen aus einem Plasma von Elektron-Positron-Paaren. Wenn der Jet auf die abgestoßenen Materiehüllen der Prae-SN trifft, wird jeweils eine Schockwelle energiereicher γ – Strahlung erzeugt.

12.2. Galaxientstehung

Galaxienbildung, dieser so wichtige Prozeß der Strukturbildung, erweist sich als ungeheuer komplex und ist in vielen Details noch nicht verstanden. Man geht, wie oben schon erwähnt, heute davon aus, dass sich am Ende der „Dunklen Ära“ baryonische Masse im Netzwerk der Dunklen Materie (DM) „kondensierte“.

Die DM ist stoßfrei ist und die Halomassen befinden sich im dynamischen Gleichgewicht, das heißt, sie erfüllen den Virialsatz ($E_{\text{kin}} = -E_{\text{pot}}/2$). Die baryonischer Materie dagegen erhitzt sich beim Kollaps und baut einen Gasdruck auf. Dadurch wird zunächst ein weiterer Kollaps aufgehalten. Erst wenn genügend Moleküle gebildet wurden oder Staub aus nuklearen Aschen von Vorgängersternen vorhanden ist, setzt Abkühlung durch Abstrahlung ein. Damit kann sich der Gravitationskollaps fortsetzen und sich die Dichte erhöhen. So trennen sich schließlich DM und baryonische Materie.

Da es sehr schwierig ist, die Entstehung von Galaxien direkt zu beobachten, versucht man durch Computersimulationen ein besseres Verständnis zu gewinnen. Die in N-Körpersimulationen modellierte kosmologische Expansion liefert ein Netzwerk, das im Wesentlichen aus DM besteht. N-Körpersimulationen, ergänzt durch analytische Modelle, wurden in jüngster Zeit zu immer kleineren Dimensionen fortgesetzt. In den Knoten des Netzwerks befinden sich große Halomassen, in welchen sich auch die baryonische Materie von Galaxienhaufen und großen Galaxie sammelt. Kleine Halomassen bevölkern die Hohlräume und beherbergen kleine baryonische Wolken. In ihnen bilden sich unregelmäßige Galaxien und Zwerggalaxien.

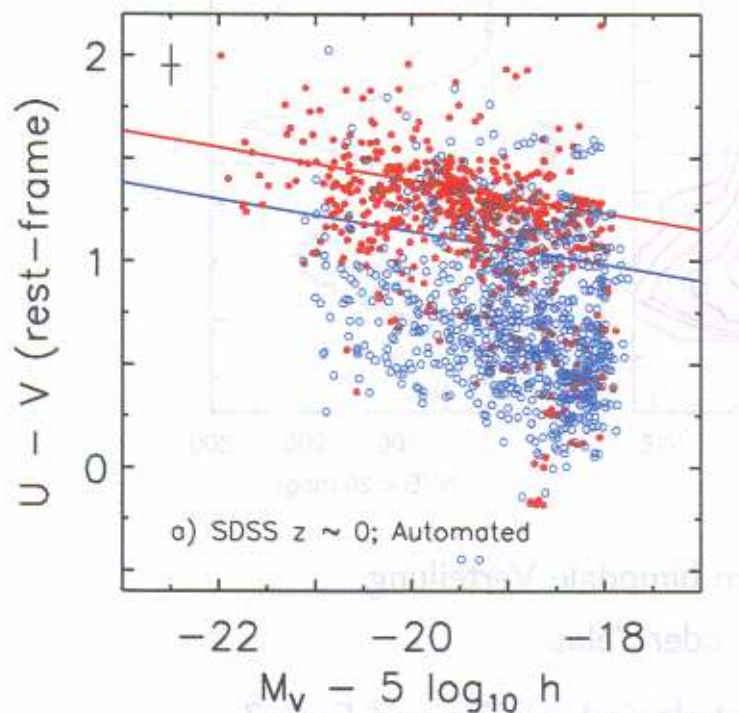


Fig. 12.5. Der Farindex (UV – visible) von Galaxien aus dem SDSS-Atlas (auf Rotverschiebung $z \approx 0$ umgerechnet) gegen die absolute Helligkeit M_v . Die Aufteilung in eine blaue und eine rote Menge wird deutlich.

Die Fortschritte bei der Beobachtung wurden vor allem durch große Durchmusterungen, wie der SDSS, die in verschiedenen spektralen Fenstern ausgeführt wurden, ermöglicht. Bei der Auftragung des Farindex einer großen

Zahl von Galaxien umgerechnet auf Rotverschiebung $z = 0$ (s. Fig. XX) erscheinen deutlich zwei unterschiedliche Verteilungen, nämlich eine für die blauen und eine für die roten Galaxien, wobei die rote Population auch die leuchtkräftigeren Galaxien enthält. Zur blauen Population gehören vor allem die Spiralgalaxien, in welchen über einen großen Zeitraum Sternbildung stattfindet. Andererseits finden sich unter den roten die massereichen elliptischen Galaxien, welche vor allem alte Sterne enthalten und in welchen keine Sternbildung mehr stattfindet.

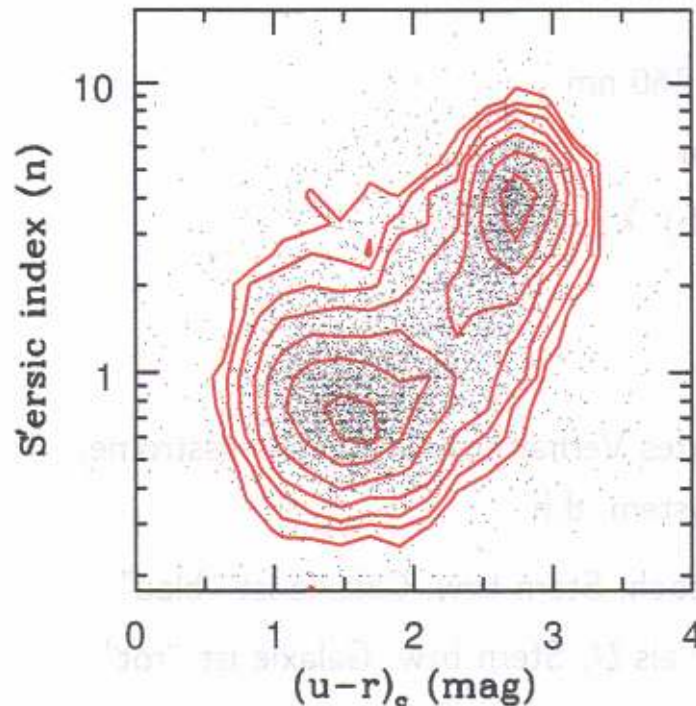


Fig. 12.6. Auftragung des Sersic-Index n von 10 000 Galaxien gegen den Farbindex (UV – red) bezogen auf $z \approx 0$.

Diese unterschiedlichen Gruppierungen zeigen sich deutlich in den Auftragungen des Formindex n (Fig. 12.6 und 12.7). Man kann die radiale Helligkeitsverteilung einer Galaxie durch eine so genannte Sersic-Funktion mit Hilfe von 3 Parametern F_0 , R_0 und n darstellen

$$F(r) = F_0 \cdot \exp\left(-r/R_0\right)^{1/n} \quad (12.2)$$

Hier bedeuten R_0 die Skalenlänge, F_0 die zentrale Flächenhelligkeit und n der Formparameter oder Sersic-Index. Für eine typische Spiralgalaxie ist $n = 1$, für eine typische elliptische Galaxie findet man $n = 4$. In Fig. 12.7 ist n gegen Helligkeit und gegen Häufigkeit aufgetragen.

Beobachtungen: Verteilung von Sersic-Indizes für 10 000 Galaxien

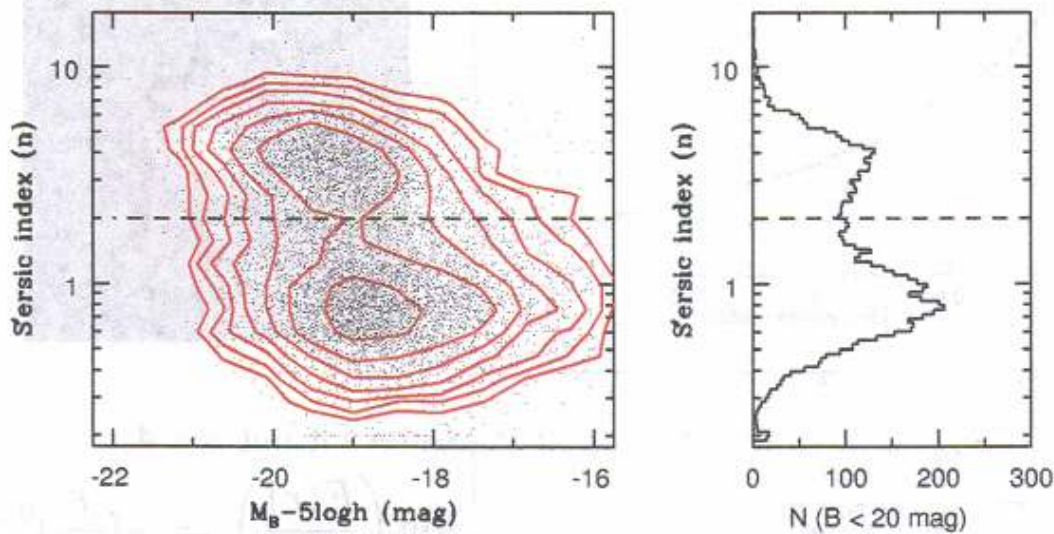


Fig. 12.7. Links: Sersic-Index gegen absolute Helligkeit. Rechts: Sersic-Index gegen Häufigkeit für Galaxien heller als 20. Größe. Deutlich erscheint eine bimodale Verteilung in eine rote und eine blaue Menge mit einem Zwischenbereich.

Untersucht man die stellare Massenbildung von $z = 1$ (vor 8 Milliarden Jahren) bis zur Gegenwart, so findet man, dass etwa die Hälfte der in Sternen gebundenen Masse in dieser Zeit entstanden ist. Zur Sternbildung tragen im Wesentlichen die blauen Galaxien bei. Dennoch ist die Massenzunahme (etwa um einen Faktor 2) wesentlich auf rote Galaxien beschränkt. Offensichtlich scheint die Sternbildung in den blauen Galaxien nach einiger Zeit abzubrechen, so dass die vorhandenen Sterne gemeinsam altern und die Galaxie sich schließlich in der roten Menge wieder findet, möglicherweise nach Vereinigung mit Satellitengalaxien. Jede Galaxie der roten Population durchläuft durchschnittlich etwa eine solche Vereinigung. In der Gegenwart ($z = 0$) findet Sternbildung nur noch in Galaxien mit geringer Masse statt. Die Sternbildung in massereichen Galaxien lief bei hoher Rotverschiebung z ab.

Wie schon weiter oben beschrieben, lebten die ersten Sterne nur kurz und endeten nach gewaltigen Explosionen als schwarze Löcher. Diese wiederum sammelten sich im Zentrum junger Galaxien an und vereinigten sich dort zu einem supermassiven schwarzen Loch. Man kann heute davon ausgehen, dass sich in den Zentren der größeren Galaxien schwarze Löcher befinden mit Massen von 10^6 bis einigen 10^9 Sonnenmassen. Zwischen der Masse des sphärischen Teils einer Galaxie (im engl. „bulge“) und der des zentralen schwarzen Loch besteht ein linearer Zusammenhang, woraus sich schließen lässt, dass beide gemeinsam entstanden sein müssen.

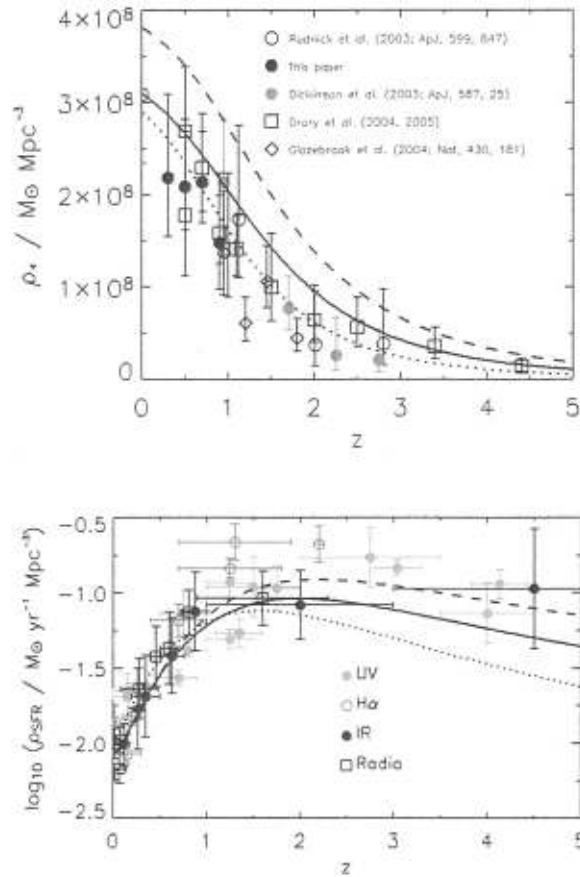


Fig. 12.8. Oben: Zunahme der gesamten stellaren Massendichte abgeschätzt aus verschiedenen Durchmusterungen unter Zugrundelegung einer angenommenen Häufigkeitsverteilung der Sternmassen (Initial Mass Function). Unten: Die zeitliche Entwicklung der Sternbildungsrate, deren Maximum etwa bei $z = 2$ liegt.

Die Masse des schwarzen Lochs beträgt etwa 1/1000 der Masse des Bulge. Diese wiederum kann man aus der Geschwindigkeitsdispersion über den Virialsatz bestimmen (Tully-Fisher-Beziehung). Im innersten Bereich um das schwarze Loch entsteht eine Akkretionsscheibe, aus welcher ständig Materie, soweit vorhanden, in das zentrale schwarze Loch fließt. Dabei wird etwa 10% der geschluckten Masse in Energie umgewandelt. Das führt zu einer gewaltigen Ausstrahlung, welche die Eddington-Leuchtkraft erreicht. Ein Quasar hat sich gebildet. Der Strahlungsdruck wird gleich dem Gravitationsdruck.

$$L_{Edd} \cong 3,2 \cdot 10^4 \left(\frac{M_{BH}}{M_O} \right) L_O = 1,2 \cdot 10^{38} \left(\frac{M_{BH}}{M_O} \right) \text{erg/s} \quad (12.3)$$

und begrenzt damit die Akkretionsrate. Die Eddingtonleuchtkraft hängt nur noch von der Masse des schwarzen Lochs M_{BH} ab und ist in Gl. 12.2 in Einheiten der Sonnenleuchtkraft L_O sowie in erg/s (wie in der Astrophysik üblich) angegeben

(10^7 erg/s = 1 Watt). Während der Aktivität werden auch große Mengen ionisierter Materie in den intergalaktischen Raum geschleudert. Die Phase der Quasar-Aktivität nimmt ab, wenn die Akkretion von Materie in der Umgebung des schwarzen Lochs nachlässt. Man sagt auch: „das schwarze Loch hungert aus“. Das führt dazu, dass es im frühen Universum bei $z > 1$ viel mehr Quasare gegeben hat als in späteren Zeiten.

Im allgemeinen hatten Galaxien nach ihrer Entstehung noch nicht ihre endgültigen Form angenommen. Es gab viele unregelmäßige Gebilde, die viel kleiner waren als heutige große Galaxien. Benachbarte Galaxien übten Gezeitenkräfte auf einander aus und vereinigten sich zu größeren Gebilden. Um die Morphologie der Galaxien zu verstehen ist deshalb auch die Kenntnis ihrer Umgebung wichtig. Das Universum war zur Zeit der Reionisation um einen Faktor 10^3 bis 10^4 dichter als es heute ist. Die Halos aus dunkler Materie, welche die Galaxien umgeben, spielten bei der Galaxienentstehung eine ganz wichtige Rolle. Die noch unbekanntenen Teilchen der dunklen Materie wechselwirken nur durch die Gravitation miteinander. Deshalb lässt sich die Entstehung der Halos sehr gut mit N-Teilchen Simulationen untersuchen, woraus sich analytisch ein universelles Profil für ein CDM-Halo nach Navarro, Frenk und White in folgender Form angeben lässt. Es ist für $r > r_s$

$$\rho(r) = \frac{4\rho_s}{(r/r_s)(1+r/r_s)^2} \quad (12.4)$$

(NFW-Profil). Hier ist r_s der (Skalen-)Radius des Halos und ρ_s die Dichte an dieser Stelle. Für die Masse war bereits eine Näherungsformel angegeben worden (s. Gl. 11.35). Ein weiteres wichtiges Ergebnis der Simulationen ist der Verlauf der Halobildung, welche mit einer schnellen Kollapsphase beginnt, in welcher das Gravitationspotential des Halos entsteht. Daran schließt sich eine zweite Phase mit einer langsamen Akkretion von Materie, welche in den zentralen Bereich des Halos sinkt, ohne einen wesentlichen Einfluß auf das Potential zu nehmen. Eine wichtige Größe für die Massenverteilung ist der Konzentrationsparameter c

$$c \equiv r_H / r_s \quad (12.5)$$

Während r_H die Ausdehnung des Halos angibt, beschreibt r_s die Größe des zentralen Bereichs, in welchem sich in der Phase langsamer Akkretion die Galaxie bildet. Während sich aus den Simulationen $c = 11$ ergibt, legen die Beobachtungen $c \approx 4$ nahe. Die Masse der galaktischen Scheibe ist ein Bruchteil der Halomasse. Man wird zunächst annehmen, dass dieser Bruch M_d / M_H eine Konstante ist, etwa von der Größe $\Omega_b / \Omega_M \approx 0,17$. Die abgeschätzte Masse in Galaxien ist aber viel kleiner, was bedeuten kann, dass die fehlende baryonische

Materie in Form von neutralem oder ionisiertem Gas vorliegt, in welchem keine oder noch keine Sterne gebildet wurden. Diese Vorstellung wird durch die Ergebnisse von WMAP bestätigt, die eine frühe Reionisation der Gaswolken nahe legen. Für die Abhängigkeit der Scheibenmasse von der Rotverschiebung gilt deshalb Gl. 11.35, was wir auch

$$M_d \propto H_0 / H(z) \quad (12.6)$$

schreiben können, d.h. bei $z = 2$ ist z.B. die Masse der galaktischen Scheibe M_d nur noch ein Drittel der Masse, welche unter sonst gleichen Bedingungen bei einer heutigen Entstehung auftreten würde.

Es muss auch erwähnt werden, dass Simulationen, welche eine Mischung aus dunkler Materie und baryonischem Gas berücksichtigen, bei entsprechende Vorgabe des Drehimpulses zwar scheibenförmige Spiralstrukturen ergeben, dass aber der Durchmesser der Scheibe kleiner ist als beobachtet. Aus den Simulationen entnimmt man, dass gasförmige Scheiben instabil werden, wenn

$$\varepsilon_c = \frac{v_{\max}}{\sqrt{GM_d / R_d}} < 0,9 \quad (12.7)$$

wird, wobei R_d der Radius der galaktischen Scheibe ist. Für stellare Scheiben gilt $\varepsilon_c < 1,1$.

12.3. Gaswolken und Gasausflüsse.

Gibt es eine Möglichkeit, Gaswolken, die zu Protogalaxien werden können, vor der Entstehung von Sternen zu beobachten? Ja durchaus, wenn man in Quasarspektren die scharfen Absorptionslinien in der langwelligen Flanke der Ly_α -Emission untersucht. Jede Linie gehört zu einer bestimmten Rotverschiebung z_i (Ly_α -Forest), welche in die mitbewegte Koordinate r_i umgerechnet werden kann. Auf diese Weise ergibt sich das Bild, hintereinander liegender Wolken, getrennt durch Hohlräume oder durch Bereiche voll ionisierter Plasmen.

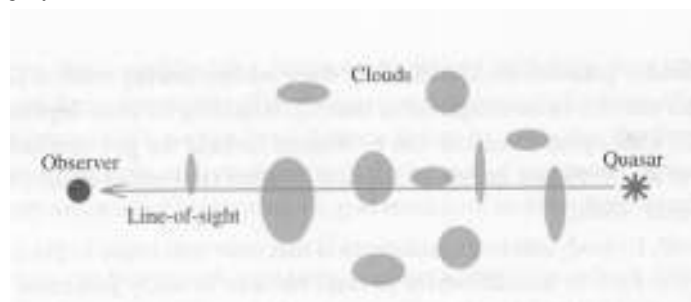


Fig.12.9. Das Licht des Quasars passiert auf dem Weg zum Beobachter verschiedene Wolken, die zu 75% aus neutralen Wasserstoff bestehen. Lyman-Alpha-Licht wird bei $\lambda = 1216 \cdot (z_i + 1)$ absorbiert und bringt dabei den atomaren Wasserstoff aus dem Grundzustand $n = 1$ in den angeregten Zustand $n = 2$.

Die Häufigkeit der Wolken nimmt mit fallendem z ab. Wenn in einer Wolke Sterne entstehen, wird offensichtlich nur ein kleiner Anteil der baryonischen Masse für den Aufbau von Sternen verbraucht.

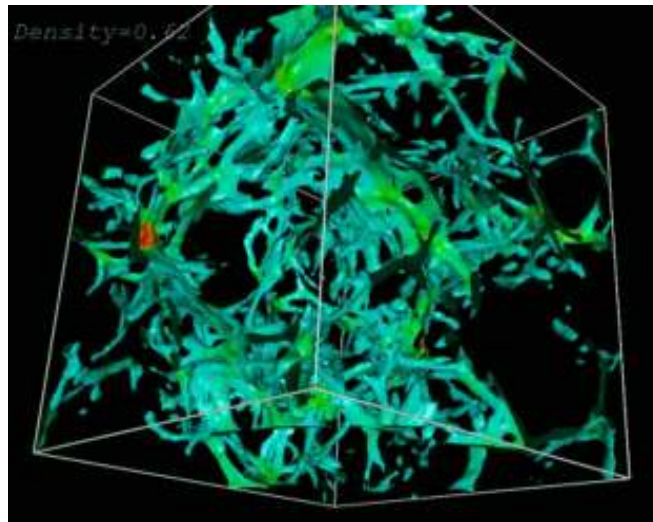


Fig. 12.10. Bild einer Computer Simulation von Ly_α -Wolken bei $z = 3$. Die Kantenlänge des Volumens beträgt $20 \cdot 10^6 \text{ Lj}$ (oder ca. 7 Mpc).

Durch SN-Explosionen wird ebenfalls heiße, vollständig ionisierte Materie in das interstellare und das intergalaktische Medium geschleudert. Aber auch durch die extrem starke UV-Strahlung der ersten Sterne wird neutraler Wasserstoff reionisiert. Eine plötzlich einsetzende Sternentstehung (star burst), entweder in jungen Galaxien oder in wechselwirkenden Systemen, setzt eine Menge Gas frei, das meist als heißes Plasma in den intergalaktischen Raum hinaus geschleudert wird. Abschätzungen aus Beobachtungen ergeben eine Massenverlustrate, welche bis zu 5 mal so groß ist wie die Sternentstehungsrate. Solche Massenverluste machen das Potential im Zentrum flacher, was dazu führt, daß sich das Halo der dunklen Materie ausdehnt.

Unsere eigene Galaxie hat eine K-Helligkeit (spektrales Fenster im nahen Infraroten bei $2,2 \mu\text{m}$) von $-24,02$ was einer Leuchtkraft von $8,3 \cdot 10^{10} L_\odot$ entspricht. Nimmt man an, daß das Verhältnis von leuchtender Masse zur Masse der Scheibe M_d gleich eins ist, kommt man auf $8,3 \cdot 10^{10} M_\odot$. Das Massenverhältnis von leuchtendem zentralen Ellipsoid (engl. „bulge“) M_E zur Scheibe ist $M_B / M_d \approx 1/5$. Daraus ergibt sich ein Verhältnis leuchtenden Masse zur baryonischen Gesamtmasse von etwa 3,4 %. Aus den kosmologischen Parametern Ω_b / Ω_M würde sich 16 % ergeben. Andererseits ist die Masse der leuchtenden Materie nur 1/6 der Masse des heißen intergalaktischen Plasmas.

Ob die oben erwähnten Prozesse allein schon ausreichen, um die großen Mengen heißer Materie in den Galaxienhaufen zu erklären, bleibt noch zu prüfen.

12.4. Galaxien mit bei großen Rotverschiebungen z .

In den letzten Jahren wurde das Hubble-Teleskop wie auch terrestrische Großteleskope dazu benutzt, Galaxien bei $z > 6$ aufzufinden. Dazu wird meist ein Ausschließungsverfahren benutzt, bei welchem durch geeignete Filter im nahen Infraroten die Lyman-Kante aufgesucht wird (Lyman-break Galaxies). Aus der Polarisation der kosmischen Hintergrundstrahlung hat man Anhaltspunkte dafür, dass Reionisation durch Sternbildung bereits sehr früh, etwa 200 Mill. Jahre nach dem Beginn ($15 < z < 20$) eingesetzt hat. Die Schwierigkeit für ein sicheres Auffinden liegt vor allem in dem geringen Signal zu Rauschverhältnis, das bei terrestrischen Teleskopen durch Sauerstoff-Emission der Erdatmosphäre im roten Spektralbereich weiter verschlechtert wird, ein Problem, das bei dem „Hubble Space Telescope“ (HST) und bei dem Satelliten gestützten Infrarotteleskop „Spitzer“ nicht auftritt. „Spitzer“ hat eine Öffnung von 85 cm und kann Objekte bei Wellenlängen von $3,6 - 160 \mu\text{m}$ beobachten. In einer Gemeinschaftsarbeit von Wissenschaftlern der ESO und amerikanischen Kollegen wurden die bekannten Galaxien-Cluster Abell 1835 und AC 114 als Gravitationslinsen benutzt, um das Licht weit dahinter liegender Galaxien zu fokussieren und damit zu verstärken. Die Aufnahmen wurden mit dem HST in den Bereichen des nahen Infraroten SZ ($1,06 \mu\text{m}$), J ($1,25 \mu\text{m}$), H ($1,65 \mu\text{m}$) und K ($2,2 \mu\text{m}$) gemacht. Es wurden schließlich 13 Objekte ausgesucht, welche alle Kriterien passierten, insbesondere auch das Verhalten des Farbindices in der Auftragung J – H gegen H – K. Als Rotverschiebungen werden Werte von $z = 7,38$ bis $8,54$ angegeben. Im gleichen Projekt wurden die Effekte der Gravitationslinsen dazu benutzt, eine Kartierung der Dunklen Materie zu erstellen. Um eine 3d-Kartierung zu erhalten, wurde die Massenbelegung von Flächen konstanter Rotverschiebung rekonstruiert. Meist fallen, wie erwartet, die Dichtemaxima der Dunklen Materie mit entsprechenden leuchtender Materie zusammen. Allerdings ist das nicht immer der Fall, wobei aber die Autoren einräumen, dass die Ergebnisse noch als vorläufig zu betrachten sind. Weitere spektrale Untersuchungen mit den Very Large Telescopes (VLT) der ESO sollen folgen. Ähnliche Suchprojekte liefen unter der Bezeichnung „Hubble Ultra Deep Field“ (UDF).

12.5. Morphologische Entwicklungen.

Wie schon oben erwähnt, zeigen Simulationsrechnungen, dass auf eine schnelle Kollaps-Phase eine langsame Akkretionsphase folgt. Man wird die Entstehung des ellipsoidförmigen zentralen Bereichs („bulge“) einer Scheibengalaxie in die schnelle Kollapsphase verlegen, während die Entstehung der galaktischen Scheibe eher der langsamen und lang anhaltenden Akkretionsphase zu zuordnen ist. Auch die Vereinigung von 2 Galaxien wurde in Simulationen modelliert. Dabei zeigte sich, dass sich zuerst die Halos der dunklen Materie vereinigen, während die Galaxien ihre orbitalen Energien durch dynamische Reibung verlieren und dabei in das Zentrum des Halos sinken, um sich zu vereinigen. Die Morphologie der Spiral/Scheibengalaxien scheint, glaubt man den Simulationen, ebenfalls stark von der Verteilung der dunklen Halomaterie abzuhängen. Wenn die Galaxie ein ausgedehntes Halo aus dunkler Materie besitzt, dann wird sein Einfluss auf die Morphologie der Galaxie eher gering sein, so dass sich ausgeprägte Spiralstrukturen ausbilden können.

Edwin Hubble, der Klassiker der Galaxienbeobachtung, hat in den 30er Jahren eine morphologische Klassifikation vorgeschlagen, die im Wesentlichen noch heute in Gebrauch ist. Über 90% der Galaxien des lokalen Superhaufens passen in dieses Schema (s. Fig. 12.7). Es gibt allerdings eine große Zahl von Zwerggalaxien in der lokalen Gruppe, die zu Hubbles Zeiten noch nicht

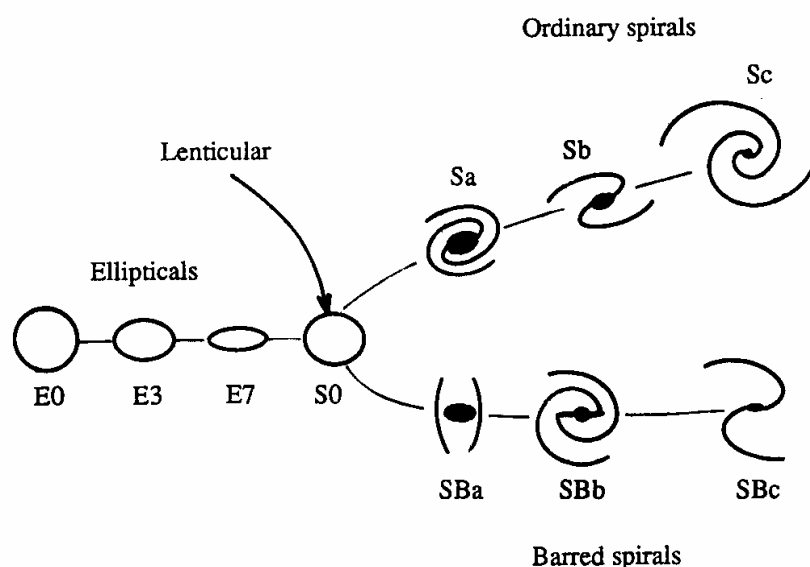


Fig. 12.11. Hubbles morphologische Klassifikation der Galaxien in schematischer Darstellung, bekannt als „Stimmgabeldiagramm“.

bekannt waren und deren Zahl die der „normalen“ Galaxien bei weitem übersteigt. Auch den bekannten Kugelhaufen M 13 im Herkules klassifiziert man heute als Zwerggalaxie. Allerdings trägt die Masse der Zwerge nur wenig zur Masse aller Galaxien bei.

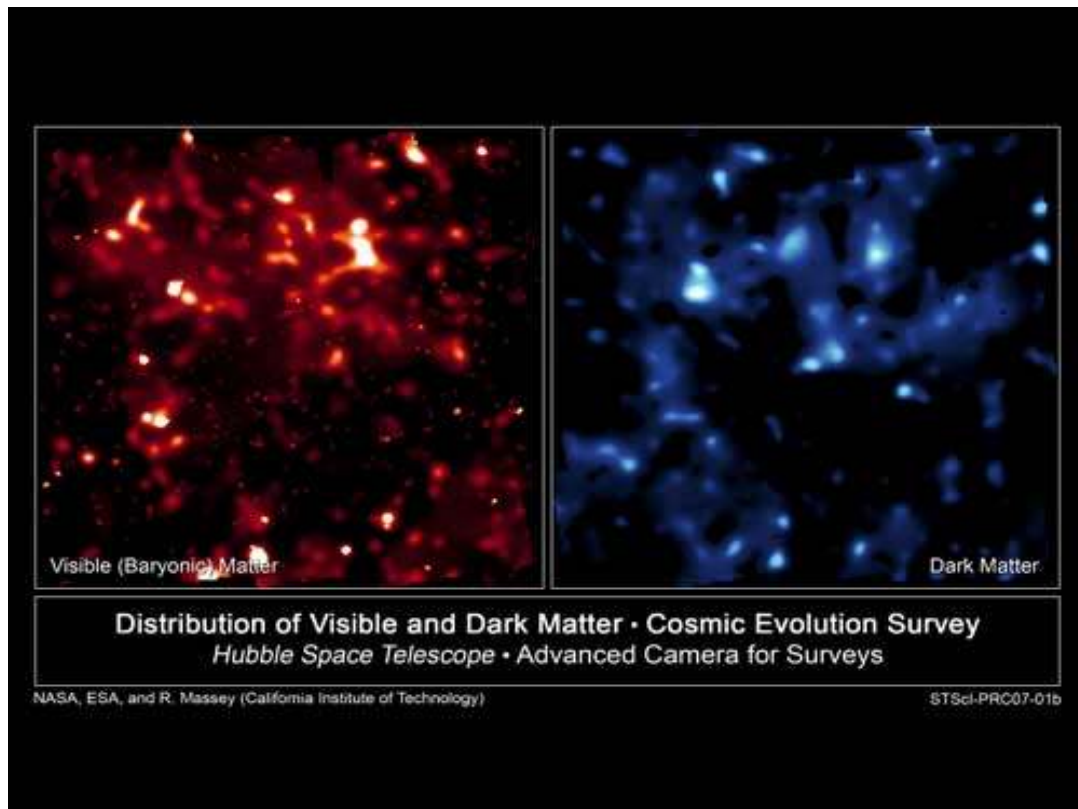
Wenn man nach einer Entwicklung galaktischer Morphologien sucht, muss man ähnliche Strukturen bei verschiedenem z miteinander vergleichen und wenn möglich, durch Auszählung feststellen, ob bestimmte Formen bei gewissen Rotverschiebungen z besonders häufig vorkommen. Wenn sich bei großem z die optische Auflösung verschlechtert, erscheinen einerseits die Strukturen der Galaxien verwaschener, andererseits verschiebt sich das Spektrum vom UV ins sichtbare und vom sichtbaren in das infrarote Spektralgebiet, was bedeuten kann, dass identische Galaxientypen ein verschiedenes Aussehen bekommen. Dabei können Veränderungen in der Struktur vorgetäuscht werden. Es ist deshalb ratsam, Galaxien bei $z > 0,8$ in Spektralgebieten bei Laborwellenlängen von $\lambda > 1\mu\text{m}$ aufzunehmen (d.h. Filterbereiche J, K und L). Man beobachtet bei den Spiralgalaxien mit steigendem z einen graduellen Verlust von Struktur und Organisation. Balkenspiralen werden bei $z > 0,5$ selten, die Fragmentierung nimmt zu. Letzteres ist auch bei den Unregelmäßigen recht auffällig, wobei allerdings anzumerken ist, dass diese am wenigsten verstanden sind. Die elliptischen Galaxien, die zu den ältesten galaktischen Strukturen gerechnet werden, behalten ihre Struktur unverändert bei. Allerdings nimmt mit z die Intensität im Blauen besonders im Zentrum zu, was auf vermehrte Sternbildung in frühen Zeiten hinweist. 30% aller Objekte die in Hubble-Deep-Field-Aufnahmen bei großem z erfasst werden, besitzen eine außergewöhnliche Gestalt („peculiar“) bzw. befinden sich in einem Vereinigungsprozeß, der stets mit Verzerrungen durch Gezeitenkräfte und starker Sternbildung einhergeht (starburst). Man beachte dabei, dass der Abstand zwischen den Galaxien bei $z = 1$ auf die Hälfte, bei $z = 3$ auf ein Viertel abgenommen hat. Neben den Elliptischen (Typ E) zeigen auch die Spiralen Sab wenig Änderung im Bereich $0 < z < 1$. Dagegen nimmt der Anteil der Sb-Spiralen um einen Faktor 2 ab, der Anteil an Irregulären (Ir) und der Vereinigungen bis $z = 0,95$ um etwa 30% zu. Untersuchungen bei $z > 1$ müssen im Infraroten vorgenommen werden, wobei zu bemerken ist, dass Galaxien, welche im Sichtbaren als irregular (Ir) eingestuft werden, auch im IR irregulär bleiben. Meist sind sie Komponenten eines Vereinigungsprozesses. Im Großen und Ganzen scheint sich die „bottom-up“ Entwicklung des „Cold Dark Matter“-Modells zu bestätigen.

In jüngster Zeit wurden Projekte begonnen, in welchen die Morphologie von Galaxien als Funktion ihrer lokalen Umgebung untersucht werden soll. Ein Projekt, das unter der Bezeichnung COSMOS läuft und jeweils eine Fläche von 2 mal 2 Winkelgrad registriert, benutzt dazu das HST. Eine andere Untersuchung läuft an einem von ESOs VLT. Es wurden dazu mit VIMOS

(Visible Imager and Multi-Object Spectrograph) 6500 Galaxien in verschiedenen Umgebungen und Entwicklungsphasen untersucht. Im Ergebnis findet man einen starken Einfluss der Umgebung auf die Morphologie der Galaxien. So wird die Sternbildung in Galaxien, die Mitglieder eines Haufens sind, schneller unterdrückt als wenn sie isoliert vorkommen. Auch erschöpfen leuchtkräftige Galaxien ihr Material zur Sternbildung eher als schwächere Exemplare.



Fig. 12.12. NGC 4676 als Beispiel zweier Galaxien in Vereinigung. Nach N-Körper-Simulationen vereinigen sich erst die Halos der dunklen Materie. Dabei geht die orbitale Energie durch Reibung verloren. Die langausgezogenen leuchtenden Scheibe zeigen die Ausdehnung der Halos an. Bild HST NASA.



12.13. Verteilung sichtbarer (baryonischer) Materie links und Dunkler Materie rechts. Die Untersuchungen dazu wurden mit dem HST gemacht unter Verwendung von Gravitationslinseneffekten.

Zum Schluss sei noch einmal darauf hingewiesen, dass das hier skizzierte Gebiet sich in einer raschen Entwicklung befindet. Die Ergebnisse sind erst in Umrissen verfügbar, z.T. noch unverstanden, manchmal auch widersprüchlich, besonders wenn es sich um den Vergleich von Simulationen mit Beobachtungen handelt.

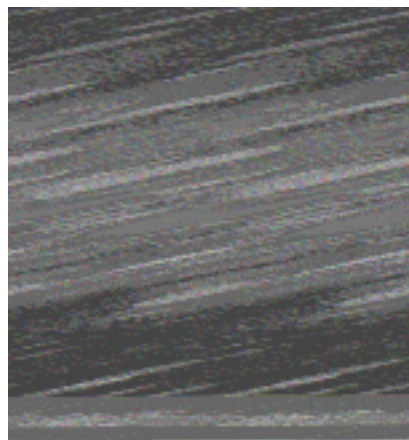


Fig. 12.14. Galaxienvereinigungen (hier „galactic cannibalism“ genannt) im Galaxienhaufen Abell 3827 im Röntgengebiet beobachtet.

Die Situation bessert sich rasch. Einerseits gelingt es, die kosmologischen Parameter immer genauer zu bestimmen. Andererseits rückt auch die Beobachtung mit verbesserten Methoden zu immer größeren Rotverschiebungen z vor.

look back time in 10^9 Jahre	Morphol. Entwicklung
< 4	Große Spiralen. Hubbles Klassif. trifft voll zu
$\approx 5,5$	Balkenspiralen selten. Spiralarme nicht entwickelt. Hubbles „Stimmgabel“-Form verschwindet
> 6	Bruchteil der Vereinigungen steigt rapide 30% atypische Formen

Tabelle 12.1. Zusammenfassung der mit zunehmender Rotverschiebung z beobachteten morphologischen Änderungen der Galaxien. Nach R.G. Abraham und Sidney van den Bergh s.u.

z	0,5	1,0	1,5	2,0	2,5	3,0	3,5	4,0	5,0	6,0	6,5	7,0	7,5	10	15	20
t	8,3	5,6	4,1	3,2	2,5	2,1	1,7	1,5	1,1	0,9	0,8	0,74	0,67	0,46	0,21	0,17
t_{lookb}	5,4	8,0	9,5	10,4	11,1	11,5	11,9	12,1	12,5	12,7	12,8	12,7	12,9	13,2	13,4	13,4

Tabelle 12.2. Zuordnung von Rotverschiebungen z zur Zeit t , die seit dem Beginn des Kosmos vergangen ist, und zur zurückliegenden Zeit (look back time) ($\Omega_M = 0,3$; $\Omega_\Lambda = 0,7$; $t_0 = 13,7 Gy$). t ist angegeben in Gy ($1Gy = 10^9$ Jahre)

12.5. Zusammenfassung.

Baryonische Materie kollabiert und verdichtet sich in Wolken dunkler Materie, die sich im Laufe der Expansion vergrößerten. Aus der Polarisierung der Hintergrundstrahlung kann man schließen, dass die ersten Sterne zwischen $15 < z < 20$ aufleuchteten. Mit ihnen setzte eine teilweise Reionisation des baryonischen Gases bei $z = 10$ ein. Neutrale Gaswolken, welche noch keine Sterne gebildet haben, können in den Spektren von Quasaren als so genannter Lyman- α -Wald nachgewiesen werden. Die Generation der ersten Sterne konnte bisher nicht beobachtet werden. Modellrechnungen legen nahe, dass sie Massen von einigen hundert Sonnenmassen und damit eine kurze Lebensdauer besaßen. Ein Teil von ihnen trug zur Anreicherung des baryonischen Gases mit schwereren Elementen bei. In Durchmusterungen begrenzter Himmelbereiche

konnten nach extrem langen Belichtungszeiten Galaxien bis etwa $z = 8$ nachgewiesen werden. Die Zahl der regelmäßig aufgebauten Galaxien, welche sich nach dem Hubbleschen Diagramm klassifizieren lassen, nimmt mit z ab zugunsten unregelmäßiger Formen. Sternentwicklung nimmt mit steigendem z zu; dazu tragen auch Vereinigungen von Galaxien bei. Nach heutigem Verständnis besitzen praktisch alle Galaxien im Zentrum ein schwarzes Loch mit einem Promille der Masse des ellipsoidförmigen zentralen Teils („bulge“), mit welchem sie sich gemeinsam entwickelt haben. Während das schwarze Loch verfügbare Gasmassen vernichtet und zum Teil in Strahlung verwandelt, ist die Galaxie als Quasar zu beobachten, häufig zwischen $2 < z < 3$. Ist keine Materie in unmittelbarer Nähe des schwarzen Lochs einer Galaxie mehr vorhanden, nimmt auch die Strahlung aus dem Zentrum ab und man spricht von einem ruhenden schwarzen Loch. Die Galaxie erscheint dann ohne ein aktives galaktisches Zentrum (wie z.B. unsere eigene Galaxie oder M31). Aus Durchmusterungen einer großen Zahl von Galaxien in verschiedenen Farbkanälen ergaben sich eine rote und eine blaue Population. Die rote umfasst Elliptische Galaxien und enthält vor allem alte Sterne. Zu der blauen Population gehören alle Spiralgalaxien und unregelmäßige Zwerggalaxien. Während in den blauen Objekten Sternbildung über einen langen Zeitraum stattfindet, tragen die Roten praktisch nicht mehr zur Sternbildung bei. Jedoch nimmt die Masse der roten Population fortwährend zu, sodass man annehmen muss, dass auch ehemals blaue Systeme von den Roten vereinnahmt wurden.

12.6. Literatur

A. Heger, S.E. Woosley, I. Baraffe and T. Abel: Evolution and Explosion of Very Massiv Primordial Stars (2002), to appear in Proc. *Lighthouses in the Universe*, „ESO Astrophysics Symposia“, Springer Verl.

A. Heeger and S.E. Woosley: The Beginning of Stellar Nucleosynthesis (2002), to appear in Proceedings of the 11th Workshop on Nuclear Astrophysics, Ringberg Castle, eds. E. Müller and W. Hillebrandt, MPA Proceedings Garching.

C.L. Fryer, S.E. Woosley, A. Heger: Pair Instability Supernovae, Gravity Waves, and Gamma Ray Transients. *ApJ* 541, (2000) 1033, astro-ph/0007176.

S.W. Campbell: Nucleosynthesis in Early Stars, astro-ph/0305009

T.C. Beers: Telling the tale of the first stars. *Nature*, 422 (2003) 825. astro-ph/0304468

R.G. Abraham and Sidney van den Bergh: The Morphological Evolution of Galaxies, astro-ph/0109358

A. Bunker et al. : Stellar Population and Galaxy Morphology at High Redshift, astro-ph/0004348

S. Mao, H.J. Mo and S.D.M. Wight: The evolution of galactic discs. Mon. Not. R. Astron.Soc. 297, (1998) L71

H.J. Mo and S. Mao: Galaxy formation in pre-processed dark halos, Mon. Not. R. Astron.Soc. 124, (2003) 18

J.R. Primack, Somerville: Semianalytic Modeling of Galaxy Formation. MNRAS 320 (1999)1087

B. Alcock: The dark halo of the milky way. Science 287 (2000) 74

J.J. Dalcanton, D.N. Spergel and F.J. Summers : The Formation of Disk Galaxies. ApJ 482 (1997) 659

M.R. Corbin, W. Freundling, K.T. Korista : Iron Emission in $z \approx 6$ QSOs and its Possible Implication, in Neutron Stars in Supernova Remnants. ASP Conference Series, Vol 9999, 2002 P.O. Slane and B.M. Gaensler eds.

F.C. von den Bosch X. Yang and H.J. Mo: Linking Early and Late Type Galaxies to their Dark Matter Haloes. Mon Not. R. Astron. Soc. (2003) ??
astro-ph/0210495

ESO Press Release 34/03: The Colour of the Young Universe.
<http://www.eso.org/outreach/press-rel/pr-2003/pr-34-03/html>

M.J. West et al. Reconstructing galaxy histories from globular clusters. Nature Vol. 427, 1 January 2004, p. 31

M.D. Lehnert and M. Bremer : Luminous Lyman Break Galaxies at $z > 5$ and the Source of Reionisation. <http://xxx.uni-augsburg.de/abs/astro-ph/0212431>

R.J. Bouwens et al. : Rapid evolution of the most luminous galaxies during the first 900 million years. Nature Vol 443 (14. Sept. 2006) p. 189

L. Tresse et al. : The cosmic star formation rate evolution from $z = 5$ to $z = 0$ from The VIMOS VLT Deep Survey. . <http://xxx.uni-augsburg.de/abs/astro-ph/0609005>

R. Massey et al.: Dark matter maps reveal cosmic scaffolding. *Nature* Vol 45 (18. Jan. 2007) p. 286