1969MitAG..27...73E

Probleme und Ergebnisse der modernen Kosmologie*)

Von J. Ehlers

University of Texas at Austin

1. Einleitung: Übersicht über die Probleme

Die Kosmologie, deren Ziel es ist, den räumlichen, zeitlichen und materiellen Aufbau der Welt im Großen zu verstehen, hat seit etwa 1955 und in noch stärkerem Ausmaß seit 1965 einen lebhaften Aufschwung genommen.

Während kosmologische Theorien vor diesem Jahrhundert im wesentlichen qualitative Weltbilder waren, wurden in der Pionierzeit der modernen Kosmologie, als die man die Periode von 1917 bis 1936 bezeichnen kann, quantitative Weltmodelle konstruiert (A. Einstein 1917, W. de Sitter 1917, A. Friedmann 1922, G. Lemaitre 1931, R. C. Tolman 1931, A. Einstein und W. de Sitter 1932, E. A. Milne und W. H. McCrea 1934, A. S. Eddington 1930, H. P. Robertson 1935, A. G. Walker 1936, für Literaturangaben und Einzelheiten siehe z. B. [1] und [2]), und diese wurden seit E. Hubbles Entdeckung der Nebelflucht (1929) mit der Erfahrung verglichen. Als empirische Daten standen dabei zunächst nur die Hubble-Konstante (s. u.) und die mittlere Materiedichte (der in Galaxien gebundenen Materie) zur Verfügung. Die Ergebnisse dieser Periode sind in E. Hubbles „Reich der Nebel" (1936) zusammengefaßt.

Die Absicht, das „richtige" Weltmodell mit Hilfe des immer mehr erweiterten Hubble-Diagramms aus der zweiparametrigen Schar der homogen-isotropen, expandierenden Robertson-Walker-Modelle (siehe Abschn. 2A) auszusondern, wurde hauptsächlich unter Benutzung des seit 1949 in Betrieb genommenen 5-m-Spiegelteleskops auf dem Mount Palomar, vor allem durch A. Sandage und seine Mitarbeiter M. L. Humason, N. V. Mayall u. a. weiterverfolgt (Humason, Mayall, Sandage 1956 [3], Sandage 1968 [4]).

Trotz dieser wichtigen Untersuchungen blieb die Kosmologie ein ziemlich hypothetisch-spekulativer Zweig der Astronomie, bis durch die Radioastronomie kräftige Anstöße erfolgten: Durch Bestimmung der raumzeitlichen Verteilung extragalaktischer Radioquellen lieferten zuerst 1955 M. Ryle und P. A. G. Scheuer Argumente dafür, daß zumindest diese Klasse von Objekten eine systematische zeitliche Entwicklung aufweist, und gaben damit ein erstes Argument gegen die seit 1948 vor allem von H. Bondi, T. Gold und F. Hoyle vertretene „Steady-State"-Theorie (zur letzteren siehe z. B. [1]); über den Stand dieser Zählungen siehe M. Ryle 1968 [5].

*) Diese Arbeit wurde unterstützt von den Aerospace Research Laboratories, OAR, AF 33 (615) 1029.

Provided by the NASA Astrophysics Data System

1969MitAG..27...73E

Die Identifizierung der Quasare als (vermutlich) sehr weit entfernte Objekte mit extrem großer optischer Strahlungsleistung durch M. SCHMIDT 1963 u. a. war der nächste wichtige Schritt. Er verdreifachte etwa die Entfernung, bis zu der man in den Raum (besser: in die Raum-Zeit) hineinsehen konnte, und die Quasarzählungen bekräftigten nach einem Argument von D. W. SCIAMA und M. J. REES (1966) das oben erwähnte Ergebnis, daß es über die Expansion hinaus systematische zeitliche Veränderungen im Universum gibt, was verträglich ist mit den relativistischen Robertson-Walker-Modellen, aber im Gegensatz zur Steady-State-Theorie steht; siehe dazu M. SCHMIDT (1968) [6].

Das stärkste Argument für die Richtigkeit der expandierenden relativistischen Weltmodelle, die ein heißes, dichtes Anfangsstadium des Kosmos behaupten, ergab sich aus der von G. GAMOW 1946 vorhergesagten und im Jahre 1965 von A. A. PENZIAS und R. W. WILSON und von R. H. DICKEN, P. J. E. PEEBLES, P. G. ROLL und T. D. WILKINSON gefundenen Mikrowellen-Hintergrundstrahlung. Die auf diese Entdeckung folgenden zahlreichen experimentellen Arbeiten lieferten die bei weitem genauesten kosmologisch relevanten Meßergebnisse; Übersichten darüber und über theoretische Folgerungen gaben z. B. P. J. E. PEEBLES 1968 [7], W. KUNDT 1968 [8] und, besonders ausführlich, D. W. SCIAMA 1969 [9].

Parallel zu und in zunehmendem Maße in Wechselwirkung mit diesen Entwicklungen der „experimentellen" Kosmologie ist insbesondere die relativistische theoretische Kosmologie in vielen Richtungen weiter ausgestaltet worden. Insbesondere hat die Entdeckung und Erforschung der 3° K-Strahlung zur Konstruktion eines ziemlich detaillierten Modells der dichten Anfangsphasen des Kosmos geführt, vor allem dank der Arbeiten von P. J. E. PEEBLES 1967 und R. V. WAGONER, W. A. FOWLER und F. HOYLE 1967; siehe dazu die zusammenfassenden Darstellungen [7, 8, 9]. Auch das rätselhafte Problem der Galaxienbildung ist wieder in den Vordergrund getreten, und es gibt zumindest gewisse Ansätze zu seiner Lösung im Rahmen der relativistischen Kosmologie; siehe dazu P. J. E. PEEBLES [7], M. J. REES und D. W. SCIAMA [10], J. SILK 1968 [11].

Schließlich hat C. W. MISNER 1968 [12] unter gewissen Voraussetzungen über die Raumzeitgeometrie und das kosmische Anfangsplasma gezeigt, daß selbst große anfängliche Anisotropien in einem homogenen relativistischen Weltmodell sehr schnell abklingen infolge dissipativer Prozesse (Neutrinoviskosität); auf diesem Wege wird es vielleicht gelingen, die weitgehende Isotropie und Homogenität des Kosmos, für die die Mikrowellenstrahlung erstmals genauere empirische Hinweise geliefert hat, aus der Theorie abzuleiten, statt sie einfach als Anfangs- oder Symmetriebedingung von vornherein einzuführen.

Im Folgenden soll versucht werden, einige der erwähnten Probleme der Kosmologie etwas genauer zu beschreiben. Vollständigkeit wird dabei natürlich nicht angestrebt; auch die Literaturangaben sind nicht annähernd vollständig. Ich hoffe nur, einen gewissen Einblick in die Probleme geben zu können und zu zeigen, daß die Kosmologie jetzt ein reichhaltiges Forschungsgebiet mit vielen offenen Fragen, aber auch mit Aussichten auf deren Lösung durch theoretische und beobachtend-experimentelle Arbeit geworden ist mit vielfältigen Beziehungen zur „lokalen" Physik und Astrophysik. Zusammenfassende Artikel, die sehr viel mehr Einzelheiten und Literaturhinweise enthalten als dieser Bericht, sind [7], [8], [9], [13], [14], [15], [16], [17], [18], [40].

Provided by the NASA Astrophysics Data System

1969MitAG..27...73E

2. Kosmologische Modelle

A. Robertson-Walker-Modelle

Bei Abwesenheit genauerer Information wird man zunächst kosmologische Modelle mit höchstmöglicher Symmetrie zu konstruieren versuchen. Da ein statisches Universum wegen der Hubbleschen Nebelflucht nicht in Frage kommt, wird man räumlich homogene und isotrope, expandierende Materieverteilungen untersuchen. Legt man die Einsteinsche Gravitationstheorie zugrunde, so ergeben sich aus diesen Symmetrieannahmen und den Feldgleichungen die bekannten Modell-Universen, bei denen die Materie zu jeder kosmischen Zeit einen (dreidimensionalen) Raum konstanter Krümmung gleichmäßig erfüllt, während der Krümmungsradius R und dazu proportional der Abstand irgend zweier Substratteilchen (Galaxien) eine Funktion der Zeit t ist, die den Differentialgleichungen

$$\ddot{R} = -\frac{\frac{4\pi}{3}\left(\varrho + 3\,\frac{p}{c^2}\right) G\, R^3}{R^2} + \frac{1}{3}\,\Lambda\, c^2\, R\,, \tag{1}$$

$$\dot{R}^2 - \frac{8\,\pi\, G}{3}\,\varrho\, R^2 - \frac{1}{3}\,\Lambda\, c^2\, R^2 = -\,k\,, \quad \left(k = \begin{cases} +1 \\ -1 \\ 0 \end{cases}\right) \tag{2}$$

$$(\varrho\, c^2\, R^3)^{\cdot} + p\,(R^3)^{\cdot} = 0 \tag{3}$$

genügen muß. ϱ ist die Massendichte, p der Druck, k der Krümmungsindex des Raumes, G die Newtonsche Gravitationskonstante, Λ Einsteins kosmologische Konstante, c die Vakuumlichtgeschwindigkeit. (3) folgt aus (1) und (2); umgekehrt folgt (1) aus (2) und (3), falls $\dot{R} \neq 0$ ist. Die Gaußsche Krümmung des Raumes zur Zeit t ist

$$K(t) = \frac{k}{R^2\,(t)}\,. \tag{4}$$

Die Gleichung (1) ist, wenn man zunächst $p = 0$ und $\Lambda = 0$ setzt, unmittelbar Newtonsch verständlich als Bewegungsgleichung eines Massenpunktes auf der Oberfläche einer homogenen expandierenden oder schrumpfenden Massenkugel relativ zum Zentrum, und (2) ist die zugehörige Energiegleichung. (3) ist der thermodynamische Energiesatz, mit $\varrho\, c^2$ = Energiedichte. Tatsächlich gelten (1) und (2) (mit $p = \Lambda = 0$) in einer quasi-Newtonschen-Gravitationstheorie, in der das (auf unbeschränkte Materieverteilungen nicht zweifelsfrei anwendbare) Newtonsche-Gravitationsgesetz durch die Poisson-Gleichung ersetzt ist (siehe [19]). Auch das kosmologische Glied kann man in die quasi-Newtonsche-Theorie übernehmen, wo es nach (1) eine Abstands-proportionale Zusatzkraft bedeutet. Das Glied $3\,p/c^2$ rührt daher, daß in der Einsteinschen Theorie der Druck zur effektiven Dichte der aktiven schweren Masse beiträgt.

Da in (1), (2) drei unbekannte Funktionen $R(t)$, $\varrho(t)$, $p(t)$ vorkommen, muß man eine weitere Beziehung vorschreiben, um eine determinierte Zeitentwicklung zu erhalten. Da im Universum jetzt p — und zwar sowohl der von der Pekuliarbewegung der Galaxien herrührende kinetische Druck, als auch die intergalaktischen Strahlungs- und Gasdrucke, soweit bekannt — höchstens $10^{-6}\,\varrho\, c^2$ ist, setzt man $p = 0$ („Staub"-Modelle) außer für das Anfangsstadium. Für frühe Stadien eines Modells mit Anfangs-Singularität ($R(0) = 0$, $\varrho(0) = \infty$), wo die Materie ultrarelativistisch ist, ist dagegen $p = {}^1/_3\,\varrho\, c^2$ zu setzen („Strahlungskosmos").

Provided by the NASA Astrophysics Data System

1969MitAG..27...73E

Bei festgelegter Druck-Dichte-Beziehung erhält man eine einparametrige Lösungsschar für $k = 0$, und je eine zweiparametrige Lösungsschar für $k = 1$ und $k = -1$. Will man das Modell und die Epoche t_0 (das jetzige Weltalter) bestimmen, so benötigt man also im allgemeinen drei Parameter. Geeignete Parameter sind die Hubble-Konstante $H_0 = (\dot{R}/R)_0$, der Verzögerungsparameter $q_0 = -(\ddot{R}\, R/\dot{R}^2)_0$ und die Massendichte ϱ_0; der Index 0 deutet auf „jetzige" Werte der betreffenden Funktionen der Zeit hin.

Für Staub-Modelle erhält man aus (1) und (2)

$$H_0^2\,(2\,q_0 - 1) = \frac{k\,c^2}{R_0^2} - \Lambda\,c^2\,, \quad \frac{1}{3}\,\Lambda\,c^2 + q_0\,H_0^2 = \frac{4\,\pi}{3}\,G\,\varrho_0\,. \tag{5}$$

Könnte man H_0, q_0, ϱ_0 messen, wären also das Modell und die Epoche bestimmt.

Das Weltalter ist i. a. nicht gleich H_0^{-1}; siehe Figur 1, die typisch ist für ein Modell, das eine Anfangssingularität aufweist. Ein besonders einfaches und heute oft benutztes Modell ist das Einstein-de Sittersche, gekennzeichnet durch $\Lambda = k = 0$. Für $p = 0$ ist dann nach (1), (2), (3), (5)

$$R \propto t^{2/3}\,, \tag{6}$$

$$\varrho \propto R^{-3}\,, \tag{7}$$

$$q_0 = \frac{1}{2}\,, \tag{8}$$

$$3\,H_0^2 = 8\,\pi\,G\,\varrho_0\,, \tag{9}$$

$$t_0 = \frac{2}{3}\,H_0^{-1}\,. \tag{10}$$

Der Wert von H_0 legt alles übrige fest; R ist nur bis auf einen Faktor bestimmt, der willkürlich ist.

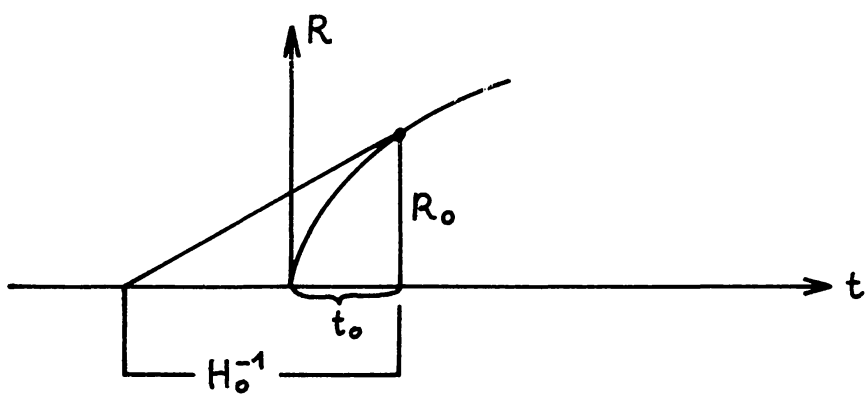

Fig. 1

Nahe einer Anfangssingularität ist $p = {}^1/_3\,\varrho\,c^2$, da die Eigenbewegungen von Probekörpern (Atomen, Elementarteilchen) in solchen Modellen für $R \to 0$ gegen c konvergieren (hohe kinetische Temperaturen).

Provided by the NASA Astrophysics Data System

1969MitAG..27...73E

Da dann nach (3)

$$p = \frac{1}{3} \varrho c^2 \propto R^{-4} \tag{11}$$

ist und in (2) die k- und Λ-Glieder für $R \to 0$ vernachlässigbar sind, erhält man

$$R \propto t^{1/2} . \tag{12}$$

Die soeben behandelten kosmologischen Modelle können durch Symmetrieforderungen gewonnen werden, wie eingangs gesagt wurde; dies ist der Weg, auf dem Friedmann und später mathematisch strenger Robertson und Walker diese Modelle abgeleitet haben. Es gibt aber noch eine andere Möglichkeit, diese Modelle zu erhalten, die im Hinblick auf die Mikrowellenstrahlung und die Thermodynamik solcher Modelle bedeutungsvoll ist: Man kann die Maxwell-Boltzmannsche kinetische Gastheorie, mit oder ohne Berücksichtigung von Stößen, auf die allgemeine Relativitätstheorie verallgemeinern (für systematische Darstellungen siehe z. B. [13] oder [20]). Die Bewegungsgleichungen eines gravitierenden Gases bestehen dann aus den Einsteinschen-Gravitationsfeldgleichungen und der Boltzmann- oder Liouville gleichung für die Verteilungsfunktion (μ-Phasenraumdichte) des Gases. Für die Kosmologie sind folgende Ergebnisse dieser Theorie von Interesse [21]:

(13) Ein stoßfreies Test-Gas (d. h. ein Gas, dessen gravitierende Wirkung vernachlässigt wird), dessen Geschwindigkeitsverteilung isotrop (drehinvariant) ist bezüglich eines Systems frei fallender (fiktiver) Beobachter (eines geodätischen 4-Geschwindigkeitsfeldes), kann nur vorkommen in einer Raumzeitmannigfaltigkeit vom Robertson-Walkerschen Typ.

(14) Ein gravitierendes Gas aus Teilchen positiver Ruhmasse mit einer bezüglich irgendeines „mittleren" 4-Geschwindigkeitsfeldes isotropen Verteilungsfunktion kann nur existieren in einer Robertson-Walker Raumzeit.

(15) Die Temperatur eines „schwarzen" Photonen-Testgases hängt mit der Expansionsfunktion $R(t)$ der zugehörigen Raumzeit zusammen gemäß

$$T \propto R^{-1} ; \tag{16}$$

für ein „schweres" ($m > 0$), nichtrelativistisches ($k\,T \ll m\,c^2$) Test-Gas im thermischen Gleichgewicht (das nicht exakt, aber näherungsweise möglich ist, siehe [21]) gilt dagegen

$$T \propto R^{-2} . \tag{17}$$

(Die Ergebnisse (16) und (17) folgen auch direkt aus (11) bzw. (7) mit elementarer Thermodynamik.)

B. Andere Modelle

Es sei nur beiläufig erwähnt, daß in den letzten zwanzig Jahren eine große Anzahl exakter Lösungen der Einsteinschen-Gravitationsgleichungen gefunden worden sind, die eine geringere Symmetrie als die Robertson-Walker-Modelle aufweisen, und zwar Vakuumlösungen und auch solche mit „Staub", „Strahlung" oder „harter" Materie ($p = \varrho\,c^2$). Solche Lösungen können benutzt werden und sind auch z. T. benutzt worden, um die zeitliche Entwicklung von Anisotropien, den Einfluß einer Rotation des kosmischen Substrats (relativ zu den lokalen Inertialsystemen),

Provided by the NASA Astrophysics Data System

1969MitAG..27...73E

den Einfluß auf beobachtbare Beziehungen (Lichtausbreitung, siehe Abschnitt 3) und anderes zu studieren. Homogene, anisotrope Modelle sind gefunden bzw. untersucht worden von O. Heckmann und E. L. Schücking, E. Schücking und J. Ozsvath, J. Ozsvath, C. W. Misner, L. C. Shepley, R. W. Matzner, C. Behr, K. Gödel, R. K. Sachs und R. Kantowski; G. F. R. Ellis, M. A. H. MacCallum und anderen; als Beispiele weise ich hin auf [22], [23], [24]. Inhomogene Modelle sind insbesondere von Ellis untersucht worden, der auch allgemeine Sätze über relativistische „Staub"-dynamik gefunden hat [25]. Rotierende Modelle sind von K. Gödel und von E. L. Schücking und J. Ozsvath konstruiert worden.

Viele Arbeiten sind auch der Untersuchung infinitesimaler Störungen insbesondere der Robertson-Walker-Modelle gewidmet worden im Zusammenhang mit Kondensations- und Stabilitätsfragen; eine besonders sorgfältige und vollständige Störungstheorie für Einstein-de-Sitter-Modelle ($\Lambda = k = 0$) stammt von R. K. Sachs und A. M. Wolfe [26]. Es gibt bis jetzt aber kein Beispiel für eine Störungstheorie zweiter Ordnung! Damit hängt zusammen, daß es meines Wissens bis jetzt kein Verfahren gibt, den Einfluß des kosmischen Gravitationsfeldes auf die Dynamik lokaler Systeme (Galaxienhaufen oder Superhaufen) zu untersuchen.

3. Theorie beobachtbarer Beziehungen

Eine kosmologische Theorie muß außer einer Mechanik und Gravitationstheorie (mindestens) auch noch eine Theorie der Lichtfortpflanzung enthalten, da sie sonst nicht imstande ist, astronomische Beobachtungen widerzugeben. Hierin liegt die Überlegenheit der relativistischen gegenüber der Newtonschen Kosmologie; während die Einsteinsche Theorie — aufgrund der lokalen Gültigkeit der speziellen Relativitätstheorie (Lichtkegel) — in natürlicher Weise eine Elektrodynamik und Optik enthält, kann man in der Newtonschen Theorie keine Optik einführen, die mit der Erfahrung übereinstimmt — außer wenn man sich auf die homogen-isotropen Modelle und darin auf Sender und Empfänger beschränkt, die mit dem kosmologischen Substrat mitschwimmen. Deshalb (u. a.) kann die Newtonsche Kosmologie nur als ein Interpretationshilfsmittel oder ein vereinfachtes Modell der relativistischen Theorie angesehen werden, aber nicht als eine konkurrierende Theorie.

In der allgemeinen Relativitätstheorie kann man von den Maxwell-Gleichungen ausgehen und durch eine asymptotische WKB-Approximation zur geometrischen Optik übergehen (siehe z. B. [27] oder [28]). Dabei erhält man nicht nur die geodätischen Nullinien als Lichtstrahlen, sondern auch Gesetze über die Fortpflanzung der Amplitude, also über Intensität und Polarisation. Diese Beziehungen kann man dann benutzen, um in der Theorie Aussagen über optische oder Radiobeobachtungen abzuleiten. Eine zweite, äquivalente Methode besteht darin, die Strahlung als ein Photonengas aufzufassen und dann kinetische Theorie (Strahlungstransporttheorie) anzuwenden. Auch dies Verfahren ist nun allgemeinrelativistisch entwickelt, siehe z. B. [13], [20], [29].

Die Ableitung beobachtbarer Beziehungen, z. B. zwischen scheinbarer Helligkeit m und Rotverschiebung $z = \Delta\lambda/\lambda$, die lange Zeit nur für die Robertson-Walker-Modelle durchgeführt worden war (siehe z. B. [30]), kann man nun, wenigstens prinzipiell, für beliebige Modelle durchführen, da die geometrische Optik im gekrümmten Raum hinreichend weit entwickelt ist, siehe dazu [27], [31], [32]. Das ist wichtig für die Untersuchung des Einflusses z. B. von Anisotropien in kosmologischen Modellen auf die beobachtbaren Beziehungen. Als interessantes Beispiel für eine

Provided by the NASA Astrophysics Data System

1969MitAG..27...73E

vielleicht beobachtbare solche Beziehung erwähne ich den „Verformungseffekt", auf den J. KRISTIAN und R. K. SACHS [27] hingewiesen haben: Wenn das am Ort unserer Galaxis erzeugte nichtlokale, differentielle Gravitationsfeld eine „magnetartige Komponente" hat (d. h. $C_{ab[cd}\, U_{e]}\, U^b \neq 0$, $C \ldots = $ Weylscher Konformkrümmungstensor, $U^a = $ mittl. 4-Geschwindigkeit des Galaxiengases) – wozu es in der Newtonschen Theorie kein Analogon gibt – dann sollten „in Wahrheit kugelförmige" Strahlungsquellen uns elliptisch erscheinen, mit einer mit dem Abstand von uns linear wachsenden numerischen Exzentrizität, wobei der Proportionalitätsfaktor richtungsabhängig wäre (in ganz bestimmter Weise); die gestreckt erscheinenden Objekte schienen in jeder Sehrichtung parallel ausgerichtet zu sein.

Mit Hilfe dieser Optik kann man auch die Störungen untersuchen, die einzelne Massen in der Nähe der Sehlinie auf die beobachtete Intensität ausüben (siehe z. B. [26]).

Beispiele beobachtbarer Beziehungen in R.-W.-Modellen werden später im Zusammenhang mit Anwendungen angegeben.

4. Das Hubble-Diagramm

In einem Robertson-Walker-Modell gilt für die Rotverschiebung

$$1 + z = \frac{\lambda_0}{\lambda_e} = \frac{R_0}{R_e} \,. \tag{18}$$

($_0$: Zeit der Beobachtung,
$_e$: Zeit der Emission.)

Ohne Berücksichtigung intergalaktischer Streuung oder Absorption gilt ferner für die spezifische Intensität

$$I_{\nu 0} = \frac{I_{\nu e}}{(1+z)^3} \qquad (\nu_e = \nu_0 (1+z)) \;; \tag{19}$$

der Faktor $(1+z)^3$ rührt von Doppler-, Verdünnungs- und Apertureffekt her. Für die m–z-Relation erhält man aus (19) und der Friedmann-Gl. (2) nach einiger Rechnung für Modelle mit $\Lambda = 0$ (MATTIG 1957).

$$m = M - 5 \log H_0 + K(z) + 5 \log \left\{ \frac{1}{q_0^2} \left[1 - q_0 + q_0 z + (q_0 - 1) \sqrt{1 + 2 q_0 z} \right] \right\} + \\ + \text{const.} \tag{20}$$

Der K-term enthält die Bandbreitenkorrektur (Doppler-Effekt) und die Farbkorrektur, die vom Spektrum der Quelle und der Empfindlichkeitsfunktion der Aufnahmeapparatur abhängt, und die wegen selektiver Absorption in der Atmosphäre, der Galaxis usw. nötig ist; const. ist eine konventionelle Konstante. (Für Korrekturen wegen Thomson-Streuung durch etwa vorhandene freie Elektronen (HI) im intergalaktischen Raum siehe [33], sie beeinflussen das hier zu Sagende nicht merklich.) (Für Modelle mit $\Lambda \neq 0$ gibt es statt (20) Tabellen.)

Für kleine z ist

$$m \approx M - 5 \log H_0 + K(z) + 5 \log z + 1.086\,(1 - q_0)\, z + \text{const} \,. \tag{21}$$

sogar für $\Lambda \neq 0$.

Provided by the NASA Astrophysics Data System

1969MitAG..27...73E

Durch Messung von m und z und mit Annahmen über M (Standard-Lichtquellen) und $K(z)$ (Spektrum) versucht man, mittels (20) oder (21) H_0 und q_0 zu bestimmen. A. SANDAGE (1968, [4]) erhält (siehe Figur 2)

$$\begin{aligned} H_0 &= 75.3^{+19}_{-15} \text{ km/sec megaparsec} \\ H_0^{-1} &= 12.9^{+3.7}_{-2.7} \cdot 10^9 \text{ Jahre}\,, \end{aligned} \tag{22}$$

und schätzt $q_0 = 1$ (als „reasonable"). Er betont aber, daß dieser Wert für H_0 als obere Grenze anzusehen sei, und daß selbst $H_0 = 50$ km/sec Mpc ($H_0^{-1} = 19 \cdot 10^9$ Jahre) nicht ausgeschlossen ist.

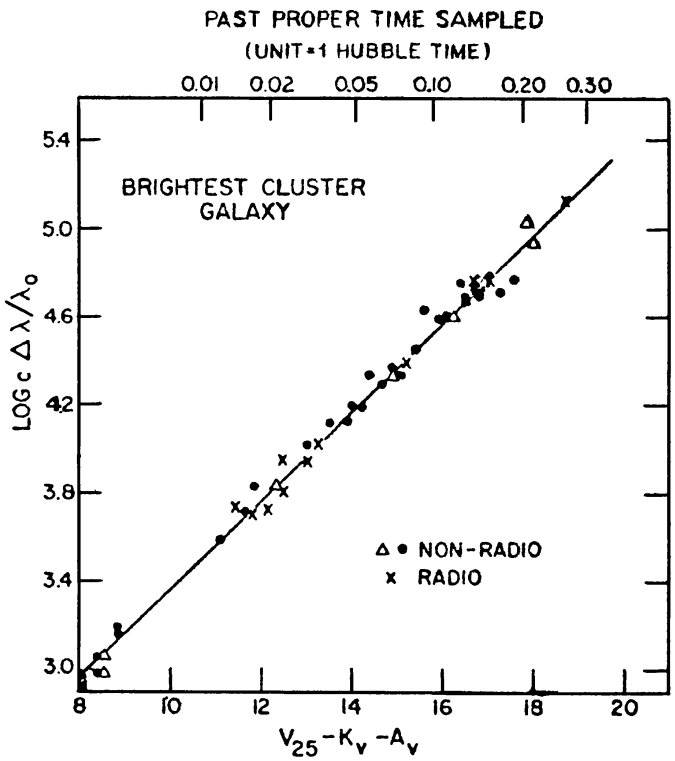

Fig. 2: Hubble diagram for first-ranked cluster galaxies in forty-one clusters. Abscissa is the photo-electric V magnitude corrected for aperture effect, K-dimming, and galactic absorption. Dots represent galaxies that are radio-quiet to 9 flux units at 178 MHz; crosses, radio sources from the 3CR catalogue that are first-ranked cluster members; triangles, Baum's data transformed to the V-magnitude system of the dots and crosses. Ordinate is redshift, corrected for galactic rotation. Entnommen aus A. Sandage, Ap. J. **152**, L 149 (1968)

Außer den mit K verbundenen Problemen gibt es etliche weitere Schwierigkeiten (Apertureffekt, siehe Gl. (19); M-Kalibrierung für nahe Galaxien; Auswahl von „Standard-Kerzen"; Entwicklungseffekt ($\dot{M} = ?$); Einfluß lokaler Strömungsgeschwindigkeiten innerhalb des lokalen Superhaufens), auf die ich nur hinweisen will.

Vorsichtige Beurteiler, z. B. SCIAMA [9] und E. M. BURBIDGE, halten q_0 für unbestimmt. Für Modellberechnungen ist es augenblicklich erlaubt, $q_0 = 1/2$ oder 1 zu setzen.

Provided by the NASA Astrophysics Data System

1969MitAG..27...73E

Will man $\Lambda = 0$ haben (einfachere Theorie, geringere Freiheit in der Anpassung) und setzt $q_0 = 1/2$, was mit den Beobachtungen jedenfalls verträglich ist, so erhält man aus (9) die „magische Dichte"

$$\varrho_m = 2 \cdot 10^{-29}\ \mathrm{g/cm^3} \tag{23}$$

und aus (10) das Weltalter

$$t_0 \approx 8.2 \cdot 10^9\ \text{Jahre}\,. \tag{24}$$

Da die mittlere Dichte in Galaxien nach den Lick-Zählungen etwa

$$\varrho_g \approx 3 \cdot 10^{-31}\ \mathrm{g/cm^3} \tag{25}$$

beträgt, taucht hier das „Problem der fehlenden Materie" auf; $\varrho_m \approx 70\, \varrho_g$.

Der Wert (24) weist auf das (früher viel drastischere) „Altersproblem" hin. Das Alter unserer Galaxis wird z. B. auf $2 \cdot 10^{10}$ Jahre geschätzt, und ähnliche Werte ergeben sich für einige andere Galaxien. Bedeutet das vielleicht, daß doch $\Lambda > 0$ ist? (Siehe [14], Fig. 6).

5. Verteilung der Radioquellen

Für ruhend und mit konstanter Dichte im euklidischen Raum verteilte Strahlungsquellen, und ohne Absorption oder Streuung des Lichtes im Zwischenmedium, gilt für die Anzahl $N(S_\nu)$ der Quellen, die ein Beobachter pro Einheitsraumwinkel mit einer spezifischen Flußdichte $\geq S_\nu$ sieht:

$$N \propto S_\nu^{-3/2}\,, \quad \frac{d \log N}{d \log S_\nu} = -\,{}^3/_2\,. \tag{26}$$

Für Robertson-Walker-Modelle erhält man wegen der Relativbewegung zwischen Quellen und Beobachter und der Raumkrümmung eine wesentlich kompliziertere Relation. Nimmt man an, daß $k = 0$ ist (die Krümmung hat nur einen kleinen Einfluß auf diese Beziehung bei den bisher betrachteten Zählungen bis zu 9 Flußdichteeinheiten) und daß die Quellen erhalten bleiben, setzt man ferner für das Spektrum der Quellen an

$$B_\nu(t_e) \propto t_e^{-\beta}\, \nu^{-\alpha} \tag{27}$$

(t_e = Emissionszeit, B_ν = spezifische Leistung/Raumwinkel), so daß für $\beta \neq 0$ eine Entwicklung der Quellen vorliegt, so erhält man

$$N(S_\nu) \propto S_\nu^{-3/2}\, (1+z)^{-3/2\,(1+\alpha)}\, t_e^{-3/2\,\beta}\,. \tag{28}$$

Für $1 + \alpha > 0$ hat also die Relativbewegung allein eine Verkleinerung von $-d \log N/d \log S_\nu$ zur Folge, während eine „Entwicklung" mit $\beta > 0$, also $\dot{B}_\nu < 0$, den umgekehrten Effekt hat. Nimmt man $\beta = 0$ und ein Abnehmen der Anzahldichte der Quellen an ($\dot{n} < 0$), so hat das qualitativ den gleichen Effekt wie ein $\beta > 0$.

Für extragalaktische Radioquellen (mit $\alpha \sim 0{,}7$) erhalten Pooley und Ryle 1968 (siehe auch [5]) bei den höheren S_ν-Werten eine Steigung von -1.8 statt -1.5. Dies führt zu der Annahme einer kosmischen Entwicklung entweder der einzelnen Objekte, mit etwa $\beta \sim 2$, oder der Population, mit $\dot{n} < 0$.

Provided by the NASA Astrophysics Data System

1969MitAG..27...73E

6. Quasarverteilung

Analoge Messungen und Überlegungen sind für Quasare angestellt worden. SCIANA und REES [10] wählten drei Rotverschiebungsintervalle, in die nach der Steady-State Theorie gleich viel Objekte jeder Klasse fallen müßten. Sie wählten drei Leuchtkraftbereiche und zählten die entsprechenden Objekte in den drei Zonen, unter Benutzung des revidierten 3C-Katalogs. Figur 3 zeigt das Ergebnis für die zwei helleren Quellentypen; es deutet stark darauf hin, daß früher (z groß) mehr Quasare in der Raumeinheit waren als jetzt.

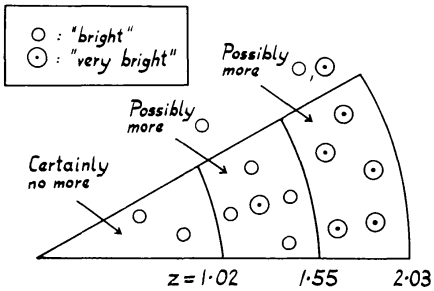

Fig. 3: Nach W. Rindler, siehe [14]

SCIAMA und REES erhalten, daß z. B. für $z = 1$ etwa 100mal so viel Quasare in einem „mitschwimmenden" (die kosmische Expansion mitmachenden) Volumen enthalten sind als jetzt.

M. SCHMIDT erhält ein ähnliches Ergebnis auf Grund neuerer Daten [6]; für die Quasar-Anzahldichten in den Epochen $z = 1$ und $z = 1.5$ im Verhältnis zur heutigen Dichte erhält er folgende Werte:

$q_0 =$	0	1	13
$z = 1$	150	80	25
$z = 1.5$	800	290	63

Diese Ergebnisse bekräftigen diejenigen aus Abschnitt 5.

7. Die 3° K-Strahlung; Frühgeschichte des Kosmos

Figur 4 zeigt die Ergebnisse von Intensitätsmessungen der Mikrowellen-Hintergrundstrahlung bei verschiedenen Wellenlängen. (Messungen von THADDEUS und KLAUSER 1967; WELCH, KAECHIE, THORNTON und WRIXON 1967; STOKES, PARTRIDGE und WILKINSON 1967; EWING, BURKE, STAELIN 1967; BOYNTON, STOKES und WILKINSON 1968; BORTOLOT, CLAUSER und THADDEUS 1969; SHIRANANDAN, HOUCK und HARWIT 1968; siehe [7].)

Bis auf die umstrittene Messung von SHIRANANDAN u. a. sind sie mit schwarzer Strahlung der Temperatur $T = 2.7°$ K verträglich.

Provided by the NASA Astrophysics Data System

1969MitAG..27...73E

Die Hintergrundstrahlung ist isotrop mindestens bis auf 0.1% (bei einer Winkelauflösung von 1°) (PARTRIDGE and WILKINSON 1967 [34]; CONKLIN and BRACEWELL 1967 [35]); dies ist bis jetzt die genaueste kosmologisch bedeutungsvolle Messung.

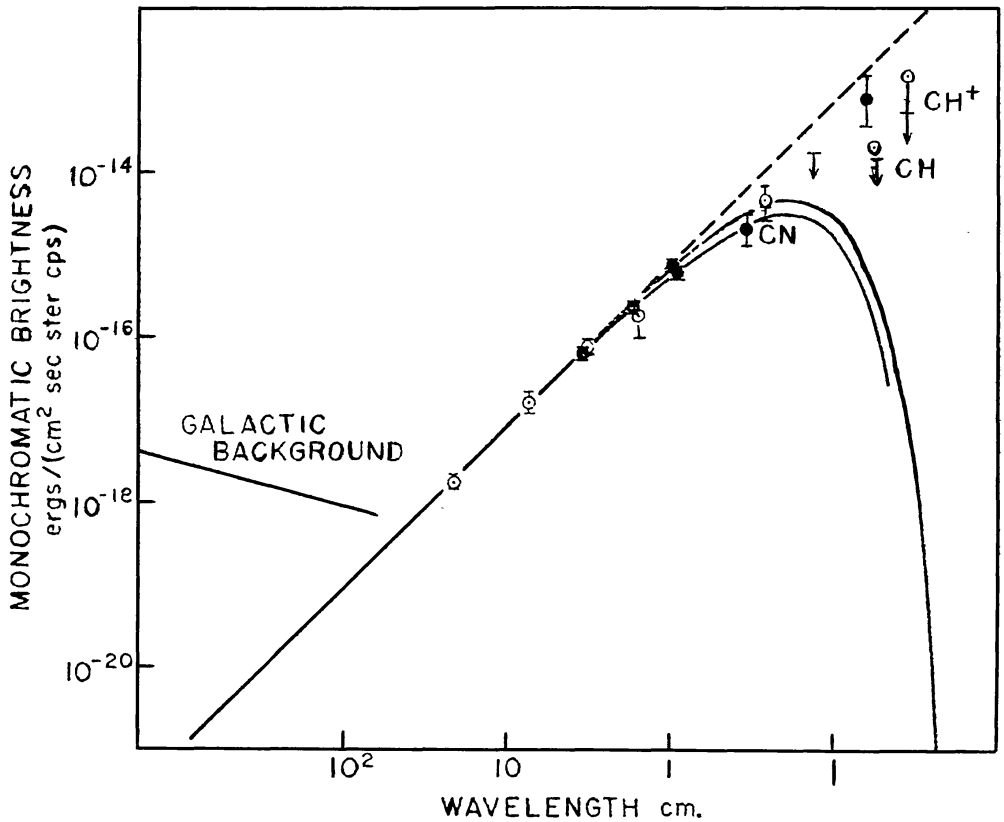

Fig. 4: Observations of the „Primeval Fireball"
(nach PEEBLES [7])

Diese Ergebnisse werden (überwiegend) so gedeutet: Im Anfang war die Materie ein sehr heißes, vollständig ionisiertes Plasma. Während der kosmischen Expansion sank die Temperatur ständig ab; bei der Temperatur von etwa $T_r = 3.500°$ K rekombinierten Protonen und Elektronen zu H-Atomen. Während vor diesem Stadium (mit guter Näherung) thermisches Gleichgewicht zwischen allen Teilchen (außer Neutrinos) herrschte, wurden nun die Photonen von der übrigen Materie thermisch entkoppelt. Während der weiteren Expansion kühlten sich sowohl Strahlung als auch die Materie adiabatisch ab, abgesehen von lokalen Störungen z. B. während der Phase der Galaxienbildung. Wir „sehen" diese „Urknallstrahlung" in der Mikrowellenstrahlung.

Wir wollen dieses Bild etwas genauer ausmalen (nach [7], [8], [9]) und einige Folgerungen daraus ziehen. Dabei legen wir nach Abschnitt 4 ein Einstein-de Sitter-Modell, also $\Lambda = k = 0$, mit $H_0 \approx 10^{10}$ km/s Mpc zugrunde, also mit jetziger Gesamtmassendichte $\varrho_0 \approx 2 \cdot 10^{-29}$ g cm^{-3}. Außerdem setzen wir für die jetzige Temperatur der Urknallstrahlung $T_0 \approx 3°$ K. Wegen $T_r/T_0 = R_0/R_r$ (t_r = Rekombinationszeit; siehe Gl. (16)), der Erhaltung der Baryonen $\varrho_r/\varrho_0 = R_0^3/R_r^3$ und der

Provided by the NASA Astrophysics Data System

1969MitAG..27...73E

Erhaltung der Entropiedichte s der Photonen (α Photonen-Anzahldichte), also mit μ_γ = Energiedichte der Photonen $\mu_{\gamma,\mathrm{r}}/\mu_{\gamma,0} = R_0{}^4/R_\mathrm{r}{}^4$, ergibt sich

$$\frac{\varrho_\mathrm{r}\, c^2}{\mu_{\gamma,\mathrm{r}}} \approx 20\,, \quad \text{während jetzt} \quad \frac{\varrho_0\, c^2}{\mu_{\gamma,0}} \approx 10^4 \text{ ist}\,.$$

Für $t_\mathrm{r} < t < t_0$ war die Energie also überwiegend in den Baryonen, so daß mit $p = 0$ gerechnet werden darf, also nach (6) mit $R \propto t^{2/3}$. Daraus erhält man $t_\mathrm{r}/t_0 = (R_\mathrm{r}/R_0)^{3/2} = (T_0/T_\mathrm{r})^{3/2}$, also mit $t_0 \approx 6 \cdot 10^9$ Jahre: $t_\mathrm{r} \approx 10^{13}$ s $\approx 3 \cdot 10^5$ Jahre.

Im heißen Anfangsstadium, $0 < t \ll t_\mathrm{r}$, dominieren energetisch die Photonen, weil ja $(\varrho\, c^2)_{\mathrm{Barjonen}} \propto R^{-3}$, aber $\mu_\gamma \propto R^{-4}$ ist; dann muß also mit $p = {}^1/_3\, (\varrho\, c^2)_{\mathrm{gesamt}}$ (Strahlungskosmos) gerechnet werden. Vernachlässigen wir (hier) die Übergangsperiode um $t \approx t_\mathrm{r}$, so erhalten wir aus (12) und den obigen Werten, daß

$$\text{für } 0 < t < t_\mathrm{r} \qquad T/^\circ\mathrm{K} \approx \frac{10^{10}}{(t/s)^{1/2}} \tag{29}$$

war. (T ist nun die gemeinsame Temperatur des Plasmas und der Photonen.)

Diese Information, d. h. die Baryonendichte n_b und die Photonendichte n_γ zur Zeit t_r sowie der zeitliche Verlauf (29) der Temperatur, kann nun benutzt werden, um das Reaktionsgleichgewicht als Funktion der Zeit zwischen den Teilchen, d. h. für $T \leq 10^{10}\,^\circ$ K

$$\gamma,\, e^+,\, e^-,\, p,\, n\,, \qquad (\nu, \bar{\nu} \text{ sind „entkoppelt“})$$

zu rekonstruieren. Sorgfältige Rechnungen unter Berücksichtigung von 144 (Kern-) Reaktionen von R. V. Wagoner, W. A. Fowler und F. Hoyle 1967 [36] ergaben, daß bei etwa $T = 10^9\,^\circ$ K, $t = 10^2$ sec für einige Minuten He-Bildung erfolgt, hauptsächlich so:

$$\begin{gathered} n + p \to d + \gamma\,, \quad d + d \to \mathrm{He}^3 + n\,, \\ d + d \to t + p\,, \quad d + t \to \mathrm{He}^4 + n\,, \\ \mathrm{He}^3 + n \to t + p\,. \end{gathered} \tag{30}$$

Danach sind dann hauptsächlich $\mathrm{He}^3, \mathrm{He}^4, t, d, p, e^-, \gamma$ (und, entkoppelt, $\nu, \bar{\nu}$) vorhanden. Das Häufigkeitsverhältnis He/H ist

$$\frac{n\,(\mathrm{He})}{n\,(\mathrm{H})} \approx 10\,\%\,, \tag{31}$$

was etwa übereinstimmt mit den Werten für Galaxien. Elemente schwerer als He werden nach Wagoner et al. nicht in merklicher Menge gebildet.

Anisotropien können nach Peebles [37] den Wert (31) drastisch ändern ($0 < n(\mathrm{He})/n(\mathrm{H}) < 25\,\%$.)

Vor der Zeit $t \approx 1$ sec, entsprechend $T \approx 10^{10}\,^\circ$ K, nahmen auch die Neutrinos am Gleichgewicht teil; dann werden sie entkoppelt.

Ich weise nun auf folgende Probleme hin, die hier nicht ausgeführt werden sollen:

(32) Verfolgt man das kosmische Material noch weiter zurück, so erfolgen bei etwa $10^{12}\,^\circ$ K π-Mesonen erzeugende starke Wechselwirkungen, und je weiter man an den Urknall $t = 0$ herankommt, umso mehr Hadronen werden angeregt. Einen Versuch zur Aufstellung einer entsprechenden Hochenergie-Thermodynamik starker Wechselwirkungen hat R. Hagedorn [38] unternommen.

(33) Nach Misner [12] bedingt die vor $10^{10}\,^\circ$ K vorhandene Neutrinoviskosität, daß alle etwa vorhandenen Inhomogenitäten vor der He-Bildungsphase schon

Provided by the NASA Astrophysics Data System

1969MitAG..27...73E

weggedämpft werden; derselbe Autor hat auch gezeigt, wie Anisotropien abklingen in gewissen relativistischen Modellen, die Materie und Strahlung enthalten.

(34) Es gibt mehrere Arbeiten zu der Frage, welche Schlüsse man aus der beobachteten Isotropie der 3° K-Strahlung ziehen kann über den Grad der Isotropie und Homogenität a) des Plasmas zur Rekombinationszeit und b) der Materie „zwischen" der Hyperfläche der letzten Streuung der Photonen und dem Beobachtungsereignis hier und jetzt.

(35) Die Existenz der 3° K-Strahlung hat interessante Konsequenzen für die kosmische Strahlung (siehe z. B. [9]).

(36) Die Eigenbewegung der Erde gegenüber dem 3° K-Photonengas sollte eine Anisotropie der gemessenen Strahlungstemperatur bewirken, aus der sich diese Eigenbewegung bestimmen lassen sollte. Messungen von E. K. Conklin [39] ergeben $v_E \approx 160$ km/s, was zu dem astronomisch zu erwartenden Wert paßt.

Die „thermische Geschichte" des Kosmos im Sinne des oben besprochenen Bildes ist in Figur 5 zusammengefaßt.

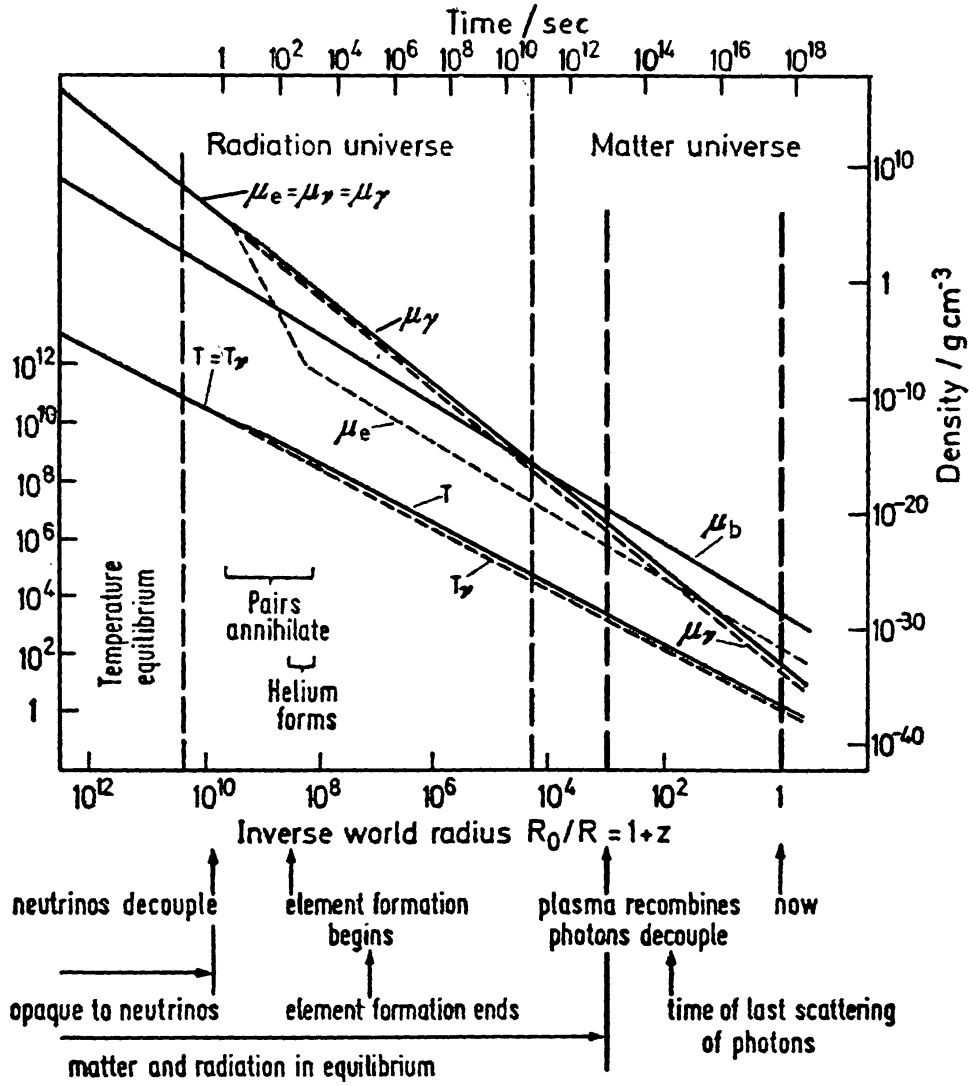

Fig. 5: Entnommen aus W. Kundt, Springer Tracts in Modern Physics 47, 111 (1968)

Provided by the NASA Astrophysics Data System

1969MitAG..27...73E

Literatur

[1] H. Bondi, Cosmology, London 1961
[2] O. Heckmann, Theorien der Kosmologie, Berlin 1942; berichtigter Nachdruck Berlin 1968.
[3] M. L. Humason, N. V. Mayall, and A. Sandage, Astron. J. **61**, 97 (1956)
[4] A. Sandage, Ap. J. **152**, L 149 (1968)
[5] M. Ryle, Counts of Radio Sources, Ann. Rev. Astron. Ap. **6**, 249 (1968)
[6] M. Schmidt, Ap. J. **151**, 393 (1968)
[7] P. J. E. Peebles, Journ. Roy. Astr. Soc. of Canada **63**, 4 (1968)
[8] W. Kundt, Springer Tracts in Modern Physics **47**, 111 (1968)
[9] D. W. Sciama, Lectures on Observational Cosmology, International School of Physics „Enrico Fermi", XLVII Course, 1969 (soll demnächst erscheinen)
[10] D. W. Sciama und M. J. Rees, soll demnächst erscheinen in „Comments in Astrophysics and Space Physics"
[11] J. Silk, Ap. J. **151**, 459 (1968)
[12] C. W. Misner, Ap. J. **151**, 431 (1968)
[13] J. Ehlers und R. K. Sachs, Kinetic Theory and Cosmology, wird veröffentlicht in den Proceedings of the Brandeis Summer Institute in Theoretical Physics, 1968
[14] W. Rindler, Physics Today **20**, 23 (1967)
[15] D. W. Sciama, in „Vistas in Astronomy", **3**, 311, Oxford 1960
[16] A. Sandage, Ap. J. **133**, 355 (1961)
[17] Ya. B. Zel'dovich, in „Advances in Astronomy and Astrophysics" **3**, 241, New York 1965
[18] J.-D. Novikov und Ya. B. Zel'dovich, in Annual Review of Astronomy and Astrophysics, **5**, 627, Palo Alto (Calif.) 1967
[19] O. Heckmann und E. Schücking, Z. Astrophysik **38**, 95 (1955); **40**, 81 (1956)
[20] J. Ehlers, Lectures on General Relativity and Kinetic Theory, Intern. School of Physics „Enrico Fermi", XLVII Course, 1969 (soll demnächst erscheinen)
[21] J. Ehlers, P. Geren, R. K. Sachs, J. Math. Phys. **9**, 1344 (1968)
[22] O. Heckmann und E. L. Schücking, chapter in L. Witten (Herausg.), Gravitation: An Introduction to Current Research, New York 1962
[23] R. Kantowski und R. K. Sachs, J. Math. Phys. **7**, 443 (1966)
[24] G. F. R. Ellis and M. A. H. MacCallum, Commun. Mathem. Phys. **12**, 108 (1969)
[25] G. F. R. Ellis, J. Math. Phys. **8**, 1171 (1967)
[26] R. K. Sachs und A. M. Wolfe, Les Congrès et Colloques de l'Université de Liège, **41**, 59 (1967)
[27] J. Kristian und R. K. Sachs, Ap. J. **143**, 379 (1966)
[28] J. Ehlers, Zeitschr. f. Naturforschung **22a**, 1328 (1967)
[29] R. W. Lindquist, Annals of Physics **37**, 487 (1966)
[30] G. C. McVittie, General Relativity and Cosmology, London 1962
[31] G. F. R. Ellis, Lectures on Relativistic Cosmology, Intern. School of Physics "Enrico Fermi", XLVII Course, 1969 (soll demnächst erscheinen)
[32] K. Tomita, Progr. Theor. Phys. **40**, 264 (1968)
[33] J. N. Bahcall und R. M. May, Ap. J. **152**, 37 (1968)
[34] D. T. Wilkinson und R. B. Partridge, Nature **215**, 719 (1967)
[35] E. K. Conklin und R. N. Bracewell, Phys. Rev. Lett. **18**, 614 (1967)
[36] R. V. Wagoner, W. A. Fowler, F. Hoyle, Ap. J. **148**, 3 (1967)
[37] P. J. E. Peebles, Ap. J. **146**, 542 (1966)
[38] R. Hagedorn, Nuovo Cimento **6**, 311 (1968)
[39] E. K. Conklin, Nature **222**, 971 (1969)
[40] M. von Reinhardt, Naturwissenschaften **56**, 581 (1969)

Provided by the NASA Astrophysics Data System