

Die kosmische Hintergrundstrahlung

Stefan Wayand 1332763
sthefanwayand@t-online.de

17. Mai 2009

Inhaltsverzeichnis

1	Vor der Entdeckung	3
2	Die Entdeckung	3
2.1	Die isotrope Strahlung	3
3	Satellitenmissionen	4
4	Auswertung	5
5	Ausichten	7

1 Vor der Entdeckung

Bevor die kosmische Hintergrundstrahlung entdeckt wurde, gingen die meisten Wissenschaftler davon aus, dass wir in einem statischen Universum leben. Zwar war die Rotverschiebung durch die Hubblekonstanten bekannt, jedoch konnten sich nur die wenigsten mit der Singularität des „Big-Bangs“ anfreunden. Zeitgleich gab es auch unterschiedliche Messungen der Temperatur des Universums, welche schon recht genaue Abschätzungen enthielten (z.B. 1946 Robert Dicke $T \approx 20\text{K}$). Jedoch wurde der Ursprung dieser Strahlung nicht weiter hinterfragt.

Es war erst eine Gruppe um George Gamow (1904-1968), die eine Big-Bang -Theorie aufstellte, bei der auch eine noch zu messende Strahlung entstanden sein soll. Ralph Alpher (1921-2007) veröffentlichte 1948 die sogenannte Alpher-Bethe-Gamow Theorie ($\alpha\beta\gamma$ -Theorie), wobei Bethe gar nicht beteiligt war, sondern nur wegen seines Namens genannt wurde. Ebenfalls in Gamows Gruppe war noch Robert Herman (1914-1997), zusammen machten sie unterschiedliche Abschätzung für die Temperatur der Hintergrundstrahlung (z.B. 1948 Alpher und Herman $T \approx 5\text{K}$). Diese Arbeiten wurden aber nur wenig beachtet.

2 Die Entdeckung

Arno Penzias (1933) und Robert Woodrow Wilson (1936), zwei Wissenschaftler der Bell Laboratories, testeten 1964 eine neue Hornantenne. Diese war zur Kommunikation mit Satelliten gedacht. Jedoch enthielt ihr Signal eine unbekannte Rauschquelle. Die gesamte Temperatur der Antenne betrug dabei 6.7K , wobei 2.3K auf die Absorption der Atmosphäre und 0.9K auf ohmsche Verluste zurückzuführen waren. Die Temperatur der „unbekannten“ Rauschquelle betrug laut ihren 1965 veröffentlichten Messungen $3.5\text{K} \pm 1\text{K}$. Im benachbarten Princeton arbeitete eine Gruppe um Robert Dicke (1916-1997) und Jim Peebles (1935) an einem Urknallmodell. In diesem Modell sagten sie auch eine Hintergrundstrahlung vorher. Sie waren selbst kurz davor, nach der Hintergrundstrahlung zu suchen. Sie veröffentlichten zusammen mit Penzias und Wilson (die 1978 für die Entdeckung den Nobelpreis erhielten) ihre Ergebnisse. Seit diesem Zeitpunkt wurde das Big-Bang-Modell immer populärer. In den folgenden Jahren gab es viele theoretische Arbeiten zum Urknallmodell

2.1 Die isotrope Strahlung

Die Photonen der Hintergrundstrahlung sind während des Urknalls durch Annihilation entstanden. Das Verhältnis Photonen zu Baryonen ist in der Big -Bang- Nukleonsynthese (BBN) eine wichtige Größe. Die dort entstandenen Photonen konnten sich aber nicht frei ausbreiten, da die baryonische Materie noch ionisiert war, sodass es ständig zur Compton- und später dann vor allem zur Thomson-Streuung kam. Dadurch waren Strahlung und Materie im thermischen Gleichgewicht. Durch die Expansion kühlte sich die Temperatur des Universums weiter ab; ab ca. 3000K (entspricht $t \approx 300000$ Jahre) konnten sich neutrale Atome bilden. Dadurch entkoppelte die Strahlung von der Materie und konnte sich ungehindert ausbreiten. Zu diesem

Zeitpunkt war die Strahlung dann planckverteilt

$$I(\lambda)d\lambda = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{d\lambda}{\exp(\frac{hc}{\lambda kT}) - 1} \quad (1)$$

Hier die Intensitätsverteilung $I(\lambda)$ der Planckkurve. Dass die Hintergrundstrahlung heute noch der Planckkurve folgt, lässt sich recht einfach mit Hilfe des Wienschen Verschiebungsgesetz (folgt aus der Planckkurve) zeigen.

Wiensches Verschiebungsgesetz

$$\lambda_{max} \cdot T = const$$

adiabatisch Expansion

$$T \cdot (R^3)^{\kappa-1} = T \cdot R = const$$

und mit der Rotverschiebung z

$$T_\gamma(z) = T_{\gamma 0}(1+z) \text{ und } \lambda_0 = \lambda(z)(1+z)$$

Wie wir sehen, bleibt die Konstante erhalten und somit auch die Planckverteilung. Die Hintergrundstrahlung ist der beste Schwarze Strahler, den die Menschheit kennt. Integriert man über die Verteilung, erhält man noch folgende Werte für die Teilchenzahldichte $n_\gamma = 411 \text{ cm}^{-3}$ unseres Heutigen Univesums. Ebenfalls durch Integration erhält die Energiedichte.

Energiedichte

$$c^2 \cdot \rho_\gamma = \frac{\pi^2}{15h^3c^3} \cdot (kT)^4 = 0,261 \frac{\text{MeV}}{\text{m}^3} \quad (2)$$

Und damit fuer $\Omega_\gamma = 5.05 \cdot 10^{-5}$

3 Satellitenmissionen

Zur genauen Untersuchung der Hintergrundstrahlung sind Satellitenmissionen perfekt geeignet, da hier die irdische Störstrahlung wegfällt und man alle Richtungen gleichermaßen anschauen kann. Die COBE-Mission (Cosmic Background Explorer) startete am 18.11.1989 und dauerte insgesamt 4 Jahre. COBE umkreiste noch die Erde und hatte 3 Instrumente an Bord. Das erste war FIRAS (Far-InfraRed Absolute Spectrophotometer), welches das gesamte Spektrum durch gemessen hat und noch heute der besten Messung eines Schwarzen Strahlers entspricht. FIRAS bestand hauptsächlich aus einen Michelson Interferometer, welches die Strahlung der Antenne mit einem Referenz -Schwarzen Strahler verglichen hat. DMR (Differential Microwave Radiomete) war in der Lage, kleinste Temperaturschwankungen der Hintergrundstrahlung auszumachen. Die Apparatur wurde im Wesentlichen von Robert

Dicke entwickelt. DMR vergleicht dabei zwei (möglichst nahe beieinander liegende) Punkte am Himmel und schaltet zwischen diesen beiden Punkten sehr schnell hin und her. Durch den Vergleich der Differenz beider Punkte reduzieren sich die Messungenauigkeiten enorm. Insgesamt gab es bei COBE drei DMR Instrumente, die jeweils bei verschiedenen Frequenzen bzw. Wellenlängen (10 mm, 5.7 mm, 3.3 mm) maßen. Betrachtet man die Ergebnisse, kommt es auf der mK Skala zu einer Dipol-Verschiebung. Dies lässt sich einfach mit dem relativistischen Dopplereffekt erklären: Die Erde dreht sich um die Sonne, diese bewegt sich um das Zentrum unserer Galaxie und unsere Galaxie insgesamt bewegt sich auch noch relativ zur Hintergrundstrahlung.

$$\frac{\nu'(\theta, v)}{\nu_0} = \frac{T'(\theta, v)}{T_0} = \frac{\sqrt{1 - (v/c)^2}}{1 - (v/c) \cos(\theta)} \quad (3)$$

$$T'(\theta, v) \approx T_0(1 + (v/c) \cos(\theta)) \quad (4)$$

Für kleine Geschwindigkeiten ist nur der Cosinusterm von Interesse (deshalb auch Dipol) und man erhält für die Geschwindigkeit $v=368$ km/s (je nach Jahreszeit auch unterschiedlich). Das dritte Instrument war DIRBE Diffuse Infrared Background Experiment, das im Infraroten nach Störquellen suchte. Für die Auswertung der COBE Daten erhielten George Smoot (1945) und John Mather (1946) im Jahr 2006 den Physik-Nobelpreis. Die nächste wichtige Satellitenmission war WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe) wobei Wilkinson (David Wilkinson (1935-2002) der Name eines Wissenschaftlers ist, der am Projekt beteiligt war. Er war damals auch in Princetown in der Gruppe um Dicke und Peebles dabei. WMAP startete am 30.01.2001 und dauerte insgesamt 7 Jahre. Er flog auch zum Lagrangepunkt L2, um die Erde als Abschirmung von der Sonne zu nutzen. Die Instrumente an Bord waren ähnlich aufgebaut wie die des DMR Experiments. Zusätzlich konnte es noch die Polarisation der Hintergrundstrahlung messen. Die eigentliche Hintergrundstrahlung ist jedoch unpolarisiert. Jedoch hat sich das Universum wieder reionisiert, kommt es zur Streuung mit den ionisierten Teilchen, polarisiert diese die Hintergrundstrahlung. Da 17% der Hintergrundstrahlung polarisiert ist, muss das Universum früher mit der Reionisierung begonnen haben. Da die Reionisierung durch die ersten Sterne zu Stande kam, folgt man daraus, dass sich bereits viel früher die ersten Sterne im Universum gebildet haben. WMAP hat bei insgesamt 5 verschiedenen Frequenzen (23GHz, 33GHz, 41GHz, 61GHz, 94GHz) gemessen, wobei die Messungen bei den Randfrequenzen vor allem wichtig für die Größe der Störquellen im Bereich der Hintergrundstrahlung sind. Störquellen sind zum Beispiel die Frei-Frei Strahlung, die dadurch entsteht, dass zwei freie Elektronen aneinander streuen. Bereinigt man noch die Messdaten von den Störquellen, so erhält man das Bild der Hintergrundstrahlung (siehe Folie 1/35)

4 Auswertung

Dieses Bild der Hintergrundstrahlung entwickelt man nach Kugelflächenfunktionen, wobei die Korrelationsfunktion $C(\Theta)$ Auskunft darüber gibt, wie zwei den Winkel Θ aus-

einander liegende Regionen miteinander korreliert sind.

Entwicklung der Temperatur nach Kugelflaechenfunktionen

$$T(\Theta) = T_0 \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^{m=+l} a_{lm} Y_{lm} \quad (5)$$

Korrelationsfunktion $C(\Theta)$

$$C(\Theta) = \left\langle \left(\frac{\Delta T(\vec{n})}{T_0} \right) \left(\frac{\Delta T(\vec{m})}{T_0} \right) \right\rangle \quad (6)$$

Multipolentwicklung von $C(\Theta)$

$$C(\Theta) = \frac{1}{4\pi} \sum_l (2l+1) C_l P_l(\cos \Theta) \quad (7)$$

$$C_l = \frac{1}{2l+1} \sum_{m=-l}^{m=l} |a_{lm}|^2 \quad (8)$$

Es hat sich eingebürgert das Powerspektrum zu betrachten, wobei C_l man kosmisch Varianz nennt.

$$(\Delta T)^2 = l \cdot (l+1) C_l / 2\pi \quad (9)$$

Alle Größen (die kosmische Varianz C_l) lassen sich numerisch berechnen. Man erhält das Bild auf Folie 36. Der theoretische Verlauf des Powerspektrums wurde schon in den 70er Jahren entwickelt. Bei großen Winkeln, d.h. bei kleinen Multipolmomenten l ($l = \pi/\Theta$), sieht man nur zufällige (gausverteilte) Korrelationen, d.h. das Powerspektrum ist konstant. Dies erklärt man damit, dass das Universum zu Beginn sehr klein war, und dass es bei sehr kleinen Größenordnungen zu Quantenfluktuationen kommt. Die Inflation geschah dann so schnell, dass sich die Gebiete nicht mehr ausgleichen konnten und die Quantenfluktuationen zum Schluss eingefroren waren. So kommt es auch, dass Regionen, die außerhalb des Horizonts (zu dem damaligen Zeitpunkt) noch korreliert sind. Wichtig ist jedoch, dass nach der Inflation das Universum nicht perfekt homogen war, sondern es Dichteschwankungen gab. Der Sachs-Wolfe-Effekt beschreibt nun, dass die Photonen kurz vor der Rekombination (die Zeit als sich das erste Mal die neutralen Atome gebildet haben $t=300000$ Jahre) zwar im Gravitations-Potentialtopf (höhere Dichte) mehr Energie (blau Verschieben) haben, jedoch noch mehr Energie benötigen, um aus dem Topf wieder herauszutreten (rot Verschiebung), sodass als Nettoeffekt eine Rotverschiebung (kältere Region) übrig bleibt. Wenn es Dichteschwankungen gibt, können sich auch immer „Schallwellen“ ausbreiten. Die Inflation regt dann auch alle möglichen Moden dieser Schallwellen an. Die Gegenspieler bei dieser Oszillation sind die Gravitation, die die Materie verdichten will, und der Strahlungsdruck, der alles wieder ins thermische Gleichgewicht bringen will. Deshalb gibt es auch bei großen Multipolmomenten l eine Dämpfung (die sogenannte Silk-Dämpfung), da die Strahlung

kleine Ansammlungen von Materie „zerschießt“. Die verschiedenen Moden entsprechen immer ganzzahligen Vielfachen der halben Wellenlänge ($\lambda/2$), wobei man die Ausbreitung über die Zeit t_{dec} (von der Inflation bis zur Rekombination) betrachtet (siehe Folie 43). Dabei ist $t_{dec} \cdot v_s = \lambda$ eine absolute Größe, die sich im Laufe der Zeit nur um die Rotverschiebung z ($z=1100$ entspricht $t=300\,000$ Jahre) vergrößert hat. Diese Größe bestimmt die Lage des ersten (ersten Mode) Peaks. Da sich dieser Peak seit dieser Zeit durchs Universum bewegt, lässt sich damit sehr gut die Krümmung k bestimmen (und damit dann auch Ω). Die Messung lässt darauf schließen, dass $k=0$ oder zumindest sehr klein ist (selbst auf sehr großen Skalen). Dadurch ist $\Omega=1$. Die Höhe und die Höhenunterschiede der verschiedenen Peaks sind stark abhängig von dem Dichteverhältnis von Photonen, baryonischer Materie und der dunklen Materie. Allein das Vorhandensein von Korrelationen lässt schon auf dunkle Materie schließen, da im strahlungsdominierten Universum die Materie wieder ins thermische Gleichgewicht gerückt werden hätte können, jedoch blieben die Dichteschwankungen der dunklen Materie. Man kann die verschiedenen Parameter variieren und so die bestmögliche Kurve an die Daten anfitzen. Man erhält damit folgende Werte für die Parameter des Λ DCM-Modells (siehe Folie 48). Ein weiterer Hinweis auf die dunkle Energie (ausser für $\Omega = 1$) liefert der Integrierte-Sachs-Wolfe Effekt. Man hat in den Messdaten des Powerspektrums bei $l=20$ noch ein Maximum ausgemacht, das man dem ISW-Effekt zuschreibt. Es wurden auch schon 50 Voids (Gebiete mit geringer Dichte) und 50 Cluster (Gebiete mit höher Dichte) ausgemacht. Der ISW-Effekt beruht darauf, dass die Photonen auf dem Weg zu uns (nach der Rekombination) durch Gebiete mit höherer Dichte (analog für geringere Dichte) geflogen sind. Dadurch gewinnt es an potentieller Energie (Blauverschiebung), durch die beschleunigte Expansion des Universums flacht aber dieser Potentialtopf mit der Zeit ab. Und das Photon muss beim Verlassen des Potentialtopfes nicht mehr soviel Energie abgeben, somit hat es an Energie gewonnen.

5 Ausichten

Es gibt viele Fragen, die noch offen sind; so scheinen die Daten, die aus der Galatischen Ebene stammen, sehr schlechte Werte zu enthalten, außerdem gibt es unterschiedliche Ergebnisse, wenn man nur den Nord und nur den Südhimmel betrachtet, was es auch nicht geben dürfte. Außerdem ist der Punkt für $l=2$ sehr stark diskutiert (es gibt Wissenschaftler, die glaubten, dies sei das Ende des Λ DCM-Modells) Deswegen sind noch weitere, genauere Messungen nötig, um Klarheit zu schaffen. Die Planckmission ist eine davon. Sie ist am 14.05.2009 gestartet und auf dem Weg zum L2. Sie soll insgesamt 15 Monate dauern und dabei innerhalb von 6 Monaten einmal komplett den Himmel durchtasten. (Also insgesamt 2 mal komplett). Die Auflösung beträgt $5'$ (so dass man bis $l=2200$ kommt). Es werden bei insgesamt 9 verschiedenen Frequenzen gemessen.

6 Neutrinohintergrund

Während des Urknalls sind auch sehr viele Neutrinos entstanden. Diese entkoppelten sich jedoch viel früher vom Rest des Universums, nämlich als die schwache Kernkraft ausfror. Die Anzahl der entstandenen leichten Neutrino lässt sich auch mit Hilfe von der BBN berechnen. Sie beträgt $n=340\text{cm}^{-3}$, somit sind Neutrinos nach den Photonen das zweit häufigste Elementarteilchen im Universum. Aus thermodynamischen Überlegungen bekommt man noch die Temperatur, die diese Neutrinos heute haben müssen. Sie ist mit $T=1.95\text{K}$ aber sehr gering, sodass es noch keine Ansätze gibt, diese Neutrinos irgendwie nachzuweisen.