Hauptseminar Astroteilchenphysik - Kosmische Strahlung Das Nachleuchten des Urknalls: Die 3 K Hintergrundstrahlung

Felix Wick

22.11.2006

1 Kosmologisches Standardmodell

Man glaubt heute, dass das Universum in einem sogenannten Hot Big Bang entstanden ist und sich seither durch adiabatische kosmische Expansion stetig abgekühlt hat. Die die Struktur und Dynamik des Kosmos bestimmende Wechselwirkung ist die Gravitation. Diese wird durch Einsteins Allgemeine Relativitätstheorie beschrieben. Aus dieser Theorie und der Annahme, dass das Universum im Großen homogen und isotrop ist (kosmologisches Prinzip), also eine konstante räumliche Krümmung k besitzt, kann man die folgenden Friedmanngleichungen ableiten:

$$\left(\frac{\dot{R}}{R}\right)^2 = -\frac{kc^2}{R^2} + \frac{8\pi G}{3}\rho + \frac{1}{3}\Lambda c^2 \tag{1}$$

$$\dot{\rho} = -\frac{3R}{R} \left(\rho + \frac{P}{c^2} \right) \tag{2}$$

R ist dabei der kosmische Skalenfaktor und Λ die kosmologische Konstante. Gleichung 1 entspricht dem Energiesatz, während Gleichung 2 die Massenerhaltung repräsentiert. Mit einer Zustandsgleichung für die Abhängigkeit des Druckes von der Dichte $P = P(\rho)$ kann man zwischen den beiden Fällen von strahlungsdominiertem und materiedominiertem Universum unterscheiden. Aus Gleichung 2 folgt dann:

$$\rho = \rho_{mat} \qquad P = 0 \qquad \Rightarrow \rho_{mat}(t) \sim R(t)^{-3}$$
$$\rho = \rho_{\gamma} \qquad P = \frac{\rho_{\gamma}c^2}{3} \qquad \Rightarrow \rho_{\gamma}(t) \sim R(t)^{-4}$$

Aus diesen Abhängigkeiten folgt, dass das heute materiedominierte Universum früher einmal strahlungsdominiert gewesen ist. Für die zeitliche Entwicklung der Materieverteilung und des Gravitationsfeldes des Kosmos gibt es bei $\Lambda = 0$ drei verschiedene Fälle:

- $\rho > \rho_{krit} \Rightarrow k = 1$, geschlossenes Universum
- $\rho < \rho_{krit} \Rightarrow k = -1$, offenes Universum
- $\rho = \rho_{krit} \Rightarrow k = 0$, kritisches, flaches Universum

Dabei ist die kritische Dichte gegeben durch $\rho_{krit}(t_0) = \frac{3H_o^2}{8\pi G}$. Dies entspricht 5-6 Protonen/m³. Tatsächlich ist $\Lambda \neq 0$ (Dunkle Energie) und dadurch ergibt sich eine beschleunigte Expansion des Universums. Die Hubble-Konstante entspricht der Expansionsrate des Universums:

$$H_0 = \frac{R(t_0)}{R(t_0)}$$

Der heutige Wert ist $H_0 = 100 \frac{\text{km/s}}{\text{Mpc}} \cdot h$, wobei $h = 0.71 \pm 0.04$. Die kosmologischen Parameter Ω_m , Ω_Λ und Ω_k sind folgendermaßen definiert:

$$\Omega_m = \frac{\rho_{mat}(t_0)}{\rho_{krit}(t_0)} \qquad \Omega_\Lambda = \frac{1}{3} \frac{\Lambda c^2}{H_0^2} \qquad \Omega_k = -\frac{kc^2}{R_0^2 H_0^2}$$

Aus Gleichung 1 ergibt sich damit:

$$\Omega_m + \Omega_\Lambda + \Omega_k = 1$$

Bei veränderlichem Skalenfaktor gilt für die Frequenz von elektromagnetischen Wellen:

$$R(t) \cdot \nu(t) = const.$$

Die Definition des Rotverschiebungsparameters lautet:

$$z \equiv \frac{\lambda_{Empfang}}{\lambda_{Emission}} - 1 = \frac{\nu_{Emission}}{\nu_{Empfang}} - 1$$
$$\Rightarrow z_{kosm} = \frac{R(t_{Empfang})}{R(t_{Emission})} - 1$$

Es ergibt sich also eine kosmologische Rotverschiebung bei der Expansion des Universums.

2 Die 3 K Hintergrundstrahlung

2.1 Eigenschaften

Das Universum ist erfüllt von einer extrem isotropen Hintergrundstrahlung aus Photonen im Mikrowellenbereich (mm-Wellen). Die spektrale Verteilung dieser sogenannten Cosmic Microwave Background Radiation (CMB) entspricht exakt der eines schwarzen Strahlers mit einer heutigen Temperatur von $T = (2.725 \pm 0.001)$ K. In Abbildung 1 ist ein Best Fit an alle Messdaten der spektralen Intensitätsverteilung der CMB zu sehen. Diese Kurve folgt genau dem Planckschen Strahlungsgesetz eines schwarzen Körpers (Hohlraumstrahlung: perfekt absorbierende und emittierende Wände im thermischen Gleichgewicht mit der Strahlung):

$$I(\nu)d\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{k_BT}\right) - 1} d\nu$$

An diesem funktionalen Zusammenhang erkennt man, dass bereits die Intensitätsmessung bei einer einzigen Frequenz bzw. Wellenlänge ausreicht, um die Temperatur der Strahlung zu ermitteln. Die Energiedichte der CMB ergibt sich aus der Integration des Planck-Gesetzes zum sogenannten Stefan-Boltzmann-Gesetz:

$$\rho_{\gamma} = \frac{\pi^2 k_B^4}{15h^3 c^3} T^4$$

Analog lässt sich die Anzahldichte der Photonen ermitteln, indem man, anstatt der Intensitätsverteilung, die Anzahldichteverteilung der Photonen über alle Frequenzen integriert:

$$n_{\gamma} = 20.3 \cdot T^3 [\text{K}] \text{ cm}^{-3} \approx 411 \text{ cm}^{-3}$$

Die unterschiedliche Potenz der Temperatur in diesen beiden Gesetzen rührt von dem zusätzlichen Frequenzfaktor her, der sich für die spektrale Energiedichte im Vergleich zur spektralen Anzahldichte ergibt (Energie eines Photons: $E_{\gamma} = h \cdot \nu$). Mit der oben genannten Temperatur von 2.725 K kommt man so zu dem Ergebnis, dass es pro cm³ etwa 411 Photonen gibt. Vergleicht man dies mit dem aus der kritischen Dichte erhaltenen Wert von 5-6 Protonen pro m³ und berücksichtigt, dass nur etwa 4% der kritischen Dichte aus Baryonen bestehen (siehe Kapitel 3.3), so ergibt sich ein Photon/Baryon-Verhältnis in der Größenordnung von 1 Milliarde zu 1.



Abbildung 1: Schwarzkörperspektrum der CMB

2.2 Entstehung und Entwicklung

Im frühen Universum existierte ein thermisches Gleichgewicht zwischen Strahlung und Materie, das hauptsächlich durch Thomson-Streuung der Photonen an den Elektronen und Ionen aufrecht erhalten wurde. Die Wechselwirkungsrate war dabei abhängig von der Elektronendichte und dem Wirkungsquerschnitt der Thomson-Streuung ($\sigma_T \approx 1 \ barn$). Für die mittlere freie Weglänge der Photonen gilt:

$$\lambda = (n_e \cdot \sigma_T)^{-1}$$

Im Laufe der Zeit fiel die Temperatur durch die adiabatische kosmische Expansion immer weiter ab. Zwischen 5000 K und 2500 K spielte sich dann die Rekombination von positiv geladenen Kernen und negativ geladenen Elektronen zu elektrisch neutralen Atomen (hauptsächlich H, He) ab, welche sich vorher aufgrund der zu hohen Temperaturen nicht bilden konnten. Dadurch gab es einen drastischen Abfall der Elektronendichte, was dazu führte, dass das thermische Gleichgewicht nicht aufrecht erhalten werden konnte, da die Wechselwirkungsrate kleiner als die Expansionsrate des Universums (Hubble-Konstante), bzw. die freie Weglänge der Photonen größer als der Hubble-Radius ($\lambda > \frac{c}{H}$), wurde. Es kam also zur Entkopplung der CMB von der Materie. Seither gibt es aufgrund der fehlenden Wechselwirkungspartner eine freie Ausbreitung der Photonen. Man kann also gewissermaßen sagen, dass das Universum zur Zeit der Entkopplung den Wänden eines Hohlraumes entspricht, welche die CMB emittieren. Die Temperatur der CMB nimmt dabei mit der Zeit aufgrund der Expansion ab:

$$T(t) \sim \frac{1}{R(t)}$$

Dies sieht man durch Einsetzen der Formel $\rho_{\gamma}(t) \sim R(t)^{-4}$ für das strahlungsdominierte Universum in das Stefan-Boltzmann-Gesetz $\rho_{\gamma} \sim T^4$. Die Schwarzkörperform des Spektrums bleibt allerdings erhalten. Um dies einzusehen muss man nur die zeitlichen Entwicklungen der Frequenz, Temperatur und Intensität in das Planck-Gesetz einsetzen.

 $\nu = \nu_0 \cdot (1+z),$ $T = T_0 \cdot (1+z),$ $I(\nu) = I_0(\nu_0) \cdot (1+z)^3$

$$I(\nu)d\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{k_BT}\right) - 1} d\nu$$

Die Entkopplungstemperatur betrug $T_{Ent} \approx 3000$ K, was mit der Formel $E = k_B \cdot T$ (1 eV $\approx 10^4$ K) einer Energie $E_{Ent} \approx 0.3$ eV entspricht. Mit $T_0 = 2.725$ K ergibt sich für den Rotverschiebungsparameter $z_{Ent} \approx 1100$. Die Entkopplung ereignete sich etwa 380000 Jahre nach dem Urknall, also in einer frühen Phase des Universums ($t_{Universum} \approx 14 \cdot 10^9$ a). Dies ist zugleich die Grenze der Beobachtung mit elektromagnetischen Wellen. Es ist nicht möglich weiter zurück in die Vergangenheit zu schauen, da dies vom thermischen Gleichgewicht verhindert wird. Der Übergang von Strahlungsdominanz zu Materiedominanz fand etwas vor der Entkopplung, ca. 50000 bis 60000 Jahre nach dem Urknall ($z \approx 3000$), statt. Das nächste signifikante Ereignis nach der Entkopplung der CMB, die Entstehung der ersten Sterne, spielte sich ca. 200 bis 300 Millionen Jahre nach dem Urknall ab ($z \approx 11 - 20$). Durch diese Sterne kam es zu einer Reionisation der Materie, welche zur Polarisation der CMB durch Thomson-Streuung an geladenen Teilchen führte. Dazu ist zu sagen, dass die Photonen nach der

Entkopplung aufgrund der vielen Thomson-Streuungen während des thermischen Gleichgewichts unpolarisiert waren. Diese Polarisation kann heute gemessen werden.

2.3 Geschichte und Entdeckung

In den vierziger Jahren des vergangenen Jahrhunderts machten Gamow, Alpher und Herman die Vorhersage einer kosmischen Hintergrundstrahlung mit einer Temperatur von etwa 5 K als Relikt eines früheren, heißen Zustands des Universums. Diesen Zustand musste es gegeben haben, damit sie sich die Entstehung und Häufigkeit der leichtesten Elemente erklären konnten. Damals wurde allerdings noch nicht nach dieser Hintergrundstrahlung gesucht. Und auch die bereits 1941 entdeckte Anregung von Rotationsniveaus eines interstellaren Gases aus CN-Molekülen durch eine unbekannte Energiequelle wurde nicht mit einer kosmischen Hintergrundstrahlung in Verbindung gebracht. So blieb es Arno Penzias und Robert Wilson überlassen die CMB 1964/65 per Zufall mit einer Hornantenne an den Bell Laboratorien in Holmdel, New Jersey zu entdecken (Nobelpreis 1978). Diese beiden Radioastronomen wollten eigentlich die Intensität der Radiowellen aus der Milchstraße messen. Dazu mussten sie sämtliche Rauschquellen ihrer Empfängeranlage identifizieren. Dies gelang aber nur bis auf einen richtungsunabhängigen Beitrag mit einer Schwarzkörpertemperatur von $T = (3.5 \pm 1)$ K bei einer Wellenlänge von $\lambda = 7.35$ cm, welcher dann als kosmische Hintergrundstrahlung interpretiert wurde.

2.4 Abweichungen von der perfekten Schwarzkörperform

Durch Energiezuführungen an die CMB-Photonen kann es zu Störungen des Spektrums und somit zu Abweichungen von der perfekten Schwarzkörperform kommen.

• Sunyaev-Zeldovich-Effekt:

Durch inversen Compton-Effekt bei der Streuung an heißem Gas in Galaxienhaufen kommt es zu einer Erhöhung der Photonenenergien. Dies wird in Richtung einiger Galaxienhaufen tatsächlich beobachtet.

• Population-III-Sterne:

Hierbei handelt es sich um sehr massive Sterne der 1.Generation mit dementsprechend kurzen Lebensdauern, deren Existenz bisher nicht nachgewiesen werden konnte. Eine Möglichkeit hierfür wäre die Messung von Störungen des CMB-Spektrums durch die mittels Staub thermalisierte Strahlung dieser Sterne.

3 Anisotropien der CMB

Obwohl die kosmische Hintergrundstrahlung extrem isotrop ist, gibt es kleine richtungsabhängige Temperaturschwankungen, die auf verschiedenen Effekten beruhen und daher auch verschieden stark ausgeprägt sind.

3.1 Mathematische Beschreibung

Bei einer Temperaturmessung in eine Himmelsrichtung n ergibt sich:

$$T(n) = T_0(1 + \Delta T(n))$$

Dabei ist T_0 die mittlere Hintergrundtemperatur und $\Delta T(n)$ eine Abweichung in Richtung n. Man kann folgende Korrelationsfunktion bilden:

$$C(\alpha) = \left\langle \Delta T(n) \Delta T(n') \right\rangle$$

Hierbei gilt: $\vec{n} \cdot \vec{n}' = \cos \alpha$

Die Temperatur kann nach Kugelflächenfunktionen entwickelt werden:

$$T(\theta,\phi) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^{l} a_l^m Y_l^m(\theta,\phi)$$

Entsprechend entwickelt man die Korrelationsfunktion nach Legendre-Polynomen:

$$C(\alpha) = \frac{1}{4\pi} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)c_l P_l(\cos \alpha)$$

Der Zusammenhang zwischen den Koeffizienten lautet:

$$c_l = \frac{1}{2l+1} \sum_{m=-l}^{l} |a_l^m|^2$$

Es gilt nun für das Leistungsspektrum als Funktion der Multipolordnung l:

$$(\Delta T)^2 = l(l+1)c_l/2\pi$$

3.2 Dipolanisotropie

Die Dipolanisotropie (l = 1) berechnet sich nach:

$$T(\theta) \approx T_0 \cdot \left(1 + \frac{v}{c} \cdot \cos \theta\right)$$

Ihre Ursache liegt im Doppler-Effekt, der durch die Relativbewegung der Erde zum Mikrowellenhintergrund hervorgerufen wird. Dies ist die dominante Anisotropie auf großen Skalen. Es ergibt sich eine maximale Temperaturdifferenz von $\Delta T = 3.353$ mK. Somit folgt für die Geschwindigkeit des Sonnensystems gegenüber der CMB ein Wert von etwa 370 km/s.

3.3 Leistungsspektrum

Unter dem Kausalitätshorizont zur Zeit der Entkopplung versteht man die damalige maximale Größe eines in kausalem Zusammenhang stehenden Gebietes. Ein solcher Horizont kommt zustande, da sich keine Information schneller als mit Lichtgeschwindigkeit ausbreiten kann. Ebendiese kausal zusammenhängenden Gebiete zur Zeit der Entkopplung erscheinen uns heute unter Winkeln von etwa 1° an der Himmelssphäre. Man kann nun zwischen Anisotropien auf großen (Gebiete deutlich größer als der Kausalitätshorizont) und auf kleinen Winkelskalen (Gebiete kleiner als der Kausalitätshorizont) unterscheiden. Dabei wächst die Multipolordnung l zu kleineren Winkeln α hin mit $l \approx \frac{180^{\circ}}{\alpha}$ an.

Auf großen Winkelskalen ist der Sachs-Wolfe-Effekt dominierend. Dieser kommt wie folgt zustande: Unterschiedliche Materiedichten bedeuten auch unterschiedliche Gravitationspotentiale an verschiedenen Orten zur Zeit der Entkopplung. Je größer nun das Gravitationspotential ist, desto größer ist auch die Gravitationsrotverschiebung der CMB-Photonen. Eine größere Rotverschiebung bedeutet dann eine kältere Region, während eine kleinere Rotverschiebung eine heißere Region bedeutet.

Die Temperaturfluktuationen der CMB auf kleinen Winkelskalen (maximal $\Delta T = 18 \ \mu \text{K}$) sind die Folge von Dichteschwankungen¹ zur Zeit der Entkopplung, die durch akustische Oszillationen im frühen Universum verursacht wurden. Diese Oszillationen ergaben sich durch das Zusammenspiel von Gravitation (Kontraktion der Materie) und Strahlungsdruck (Ausdehnung). Ihr Ausgangspunkt waren Quantenfluktuationen vor der kosmischen Inflation². Es entstanden zeitlich stehende Wellen (zwischen der Zeit der Inflation und der Rekombination) mit einer Grundschwingung und mehreren Oberschwingungen, welche sich im Anisotropieleistungsspektrum (Abbildung 2) als Peaks äußern. Die Multipolordnung der Grundschwingung von etwa 200 entspricht der Größe des damaligen Kausalitätshorizonts. Die Oberschwingungen haben größere Multipolordnungen und gehören dementsprechend zu immer kleineren Raumgebieten. Es kommt aber zu keiner Bildung beliebig kleiner Materieansammlungen, da keine Wellenausbildung mit Wellenlängen kleiner der Weglänge zwischen Teilchenkollisionen zur dama-

¹Dies sind die Keime der heutigen Galaxien. Die erwarteten Temperaturkontraste in der CMB zur Erzeugung der heutigen Dichtekontraste in Galaxien sind aber in der Größenordnung $\frac{\Delta T}{T} \approx 10^{-3} - 10^{-4}$ (Beobachtung: $\frac{\Delta T}{T} \approx 10^{-5}$), weshalb dunkle (nicht-baryonische) Materie existieren muss, die mehr Zeit zur Strukturbildung hatte, da sie nicht wie gewöhnliche Materie durch Silk-Dämpfung (keine Strukturbildung wegen zu hohem Strahlungsdruck) daran gehindert wurde.

²Darunter versteht man eine stark beschleunigte (exponentielle) Expansion des Universums in den ersten Momenten nach dem Urknall (GUT-Ära, $t \approx 10^{-35}$ s). Die Inflationstheorie erklärt das Flachheits- (Warum ist das Universum nicht gekrümmt?) und das Horizontproblem (Wieso ist die CMB über den Kausalitätshorizont hinweg so isotrop?) des Standardmodells, indem sie einen glättenden Mechanismus darstellt und das heute sichtbare Universum sich innerhalb des Horizonts von vor der Inflation befindet.

ligen Zeit möglich ist. Damit erklärt sich der Abfall des Leistungsspektrums nach dem dritten akustischen Peak. Die unterschiedliche Höhe der Peaks rührt her von dem Zusammenspiel zwischen der akustischen Bewegung und der durch die Konzentration der dunklen Materie bewirkten Gravitation. Durch deren Zusammenwirken wird der erste akustische Peak verstärkt, während ihr Gegeneinanderwirken den zweiten Peak abschwächt (siehe [3]).

Es ist nun möglich aus der Position und Höhe der akustischen Peaks die Geometrie des Universums und die Anteile der verschiedenen Materieund Energieformen zu bestimmen. So ergibt sich aus der Position des ersten Peaks, dass der Raum flach ist (k = 0, euklidische Geometrie). Wäre der Raum gekrümmt, so würden die Bereiche gleicher Temperatur an der Himmelssphäre bei positiver Krümmung unter einem größeren Winkel und bei negativer Krümmung unter einem kleineren Winkel erscheinen als es tatsächlich der Fall ist. Mit den WMAP-Daten ergeben sich folgende Werte für die in Kapitel 1 definierten kosmologischen Parameter:

- $\Omega_0 = \Omega_m + \Omega_\Lambda = 1.02 \pm 0.02$ $\Omega_m + \Omega_\Lambda + \Omega_k = 1 \implies \Omega_k \approx 0$
- Anteil der dunklen Energie: $\Omega_{\Lambda} = 0.73 \pm 0.04$
- Anteil der gesamten Materie: $\Omega_m = 0.27 \pm 0.04$ Gewöhnliche, baryonische Materie: $\Omega_b = 0.044 \pm 0.004$ Die restlichen ca. 23% sind dunkle Materie.



Abbildung 2: Anisotropieleistungsspektrum nach WMAP

4 Experimente zur Messung der CMB

Erdgebundene Messungen werden durch die Atmosphäre stark behindert, da sich deren Wärmestrahlung der CMB überlagert und sie außerdem nahezu undurchlässig für $\lambda < 3$ mm ist. Daher sind Ballon- oder noch besser Satellitenexperimente nötig, um die störende Erdatmosphäre zu umgehen, das gesamte Spektrum der CMB aufzuzeichnen und die Anisotropien zu vermessen. Die beiden bisherigen sehr erfolgreichen Satellitenexperimente der NASA sind:

- COBE (Cosmic Background Explorer) 1989-1993
- WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe) ab 2001

Allerdings gibt es auch außerhalb der Erdatmosphäre eine Störung der CMB-Messungen durch die hauptsächlich aus der Milchstaße emittierte Untergrundstrahlung. Wesentliche Beiträge hierzu liefern:

• Synchrotronstrahlung

Emittiert von im galaktischen Magnetfeld beschleunigten relativistischen Elektronen.

• Frei-Frei-Strahlung

Emittiert von durch freie Ionen im galaktischen Staub beschleunigte Elektronen.

• Thermische Emission durch galaktischen Staub

In Abbildung 3 sind diese Beiträge in Abhängigkeit von der Frequenz dargestellt.



Abbildung 3: Untergrundstrahlung

4.1 COBE

In Abbildung 4 findet sich eine Zeichnung des COBE-Satelliten. Sein Erdorbit war rechtwinklig zur Verbindungslinie Sonne-Erde ausgerichtet, um zu verhindern, dass die Messinstrumente einer direkten Sonneneinstrahlung ausgesetzt wurden. Es waren 3 Experimente an Bord des COBE-Satelliten :

- DIRBE (Diffuse InfraRed Background Experiment) Ziele waren die Vermessung der Untergrundstrahlung und der Nachweis eines kosmischen Infrarot-Hintergrunds von Protogalaxien des frühen Universums.
- FIRAS (Far InfraRed Absolute Spectrometer) Es wurde eine exakte Messung der spektralen Form der CMB vorgenommen.
- DMR (Differential Microwave Radiometers) Die Aufgabe dieses Experiments war die Untersuchung der CMB auf Anisotropien.

Mit DMR konnte eine Himmelskarte der CMB-Anisotropien erstellt werden, da die Eigenrotation und die Umlaufbahn des Satelliten ein Erfassen des ganzen Himmels ermöglichten. Dabei wurde mit einer Winkelauflösung von 7° ($l \leq 20$) per Differenzmessung mit 2 Antennen in verschiedene Richtungen bei den Frequenzen 31.5, 53 und 90 GHz (Minimum des Untergrunds) gemessen. Die dazu benutzten Radiodetektoren benötigten keine aktive Kühlung mit flüssigem Helium, wie dies bei den andern beiden Experimenten FIRAS und DIRBE der Fall war. Die Leiter von FIRAS und DMR, John Mather und George Smoot, erhielten für ihre Untersuchungen der CMB den diesjährigen Nobelpreis.



Abbildung 4: COBE-Satellit

4.2 WMAP

WMAP hat mit etwa 12 Bogenminuten bzw. 0.2° (bis zu $l \approx 900$) eine deutlich bessere Winkelauflösung als COBE. Dies ist in Abbildung 5 an den bereinigten (die Dipolanisotropie wurde subtrahiert und die Untergrundstrahlung der Milchstraße rausgerechnet) Himmelskarten der CMB-Fluktuationen zu erkennen. Das kosmische Signal kann dabei aus dem galaktischen Untergrund durch Messung in 5 verschiedenen Frequenzbändern von 23 bis 94 GHz herausgefiltert werden. Außerdem wurde der Satellit nicht im Erdorbit, sondern im Lagrange-Punkt 2 platziert, wodurch die Beobachtungsrichtung immer von Erde und Sonne abgewandt ist.



Abbildung 5: CMB-Fluktuationen

Literatur

- Klapdor-Kleingrothaus H.V., Zuber K.: Teilchenastrophysik, Teubner Studienbücher
- [2] Börner G.: The Early Universe: Facts and Fiction, Springer Verlag
- [3] Hu W., White M.: The Cosmic Symphony

http://background.uchicago.edu/~whu/Papers/HuWhi04.pdf

- [4] Börner G.: Der Nachhall des Urknalls, Physik Journal Februar 2005
- [5] Review of Particle Physics 2006 (Astrophysics and Cosmology) http://pdg.lbl.gov/2006/reviews/contents_sports.html
- [6] Internetseite der NASA zu COBE

http://lambda.gsfc.nasa.gov/product/cobe/