Das frühe Universum (Fortsetzung)

Kosmologie für Nicht-Physiker

Markus Pössel & Björn Malte Schäfer

Haus der Astronomie/Institut für Theoretische Astrophysik

16.10.2014 bis **29**.1.2015

Nächste Termine

15. Januar – Markus Pössel

22. Januar – Björn Malte Schäfer (Strukturbildung, Inhomogenitäten)

29. Januar – Markus Pössel (Zusatztermin, Vertiefung zum Thema „offene Fragen")

Inhalt

Kosmische Hintergrundstrahlung

Wenn wir die Expansion in die Vergangenheit zurückverfolgen, gelangen wir zu einem heißen, frühen Universum (Urknallphase).

Je nach Geschwindigkeit der Expansion befand sich das Universum in dieser frühen Phase im thermischen (Durchgangs-)Gleichgewicht: Genügend Zeit für Teilchenreaktionen, um Gleichgewichtszustand herzustellen.

Thermodynamisches Gleichgewicht heißt aber auch: Wärmestrahlung! (Gleichgewichtszustand unter Einbeziehung elektromagnetischer Felder.)

Kosmische Hintergrundstrahlung

Wir hatten bei unserer kosmischen Bestandsaufnahme gesehen: Sterne, Galaxien etc. sind hinreichend entfernt voneinander, dass wir vergleichsweise ungestört weit in die Ferne (d.h. in die Vergangenheit) sehen können.

Legt nahe: Können wir die Wärmestrahlung aus der frühen heißen Phase heute noch sehen?

Diese Strahlung heißt **kosmische Hintergrundstrahlung** (nicht zu verwechseln mit „kosmische Strahlung“– letzteres ist die Teilchenstrahlung aus den Tiefen des Weltalls)

Planck-Strahlung und Skalenfaktor-Expansion

Einfaches Argument: Energiedichte von Strahlung geht wie

$$e \propto \frac{1}{a(t)^4}$$

– Begründung: für jedes einzelne Photon Rotverschiebung $E = h\nu = hc/\lambda \propto 1/a(t)$, und Photonendichte geht wie $1/a(t)^3$ (wie alle Teilchendichten).

Aber bei Planck-Strahlung: Energiedichte ist

$$e = \frac{4\sigma}{c} T^4$$

(Stefan-Boltzmann-Gesetz). Dementsprechend geht die Temperatur der Wärmestrahlung wie

$$T \sim \frac{1}{a(t)}.$$

Planck-Strahlung und Skalenfaktor-Expansion

Genauere Betrachtung der Energiedichte im Wellenlängenbereich λ und $\lambda + \mathrm{d}\lambda$ bei Temperatur T,

$$B(\lambda, T) = 8\pi hc \frac{\lambda^{-5}}{\exp(hc/\lambda kT) - 1}.$$

zeigt, dass das Planck-Spektrum in der Tat seine Form beibehält, mit

$$T \sim \frac{1}{a(t)}.$$

Hintergrundstrahlung: Wonach suchen?

Thermische Strahlung, während kosmischer Expansion mit $T \sim 1/a$ abgekühlt.

Überlegungen zur Nukleosynthese (vorige Vorlesung) legten nahe: Heutzutage sollte $T \sim 1 - 15\ K$ sein. Maximum liegt dann bei

$$200 - 3000\ \mu m$$

im Mikrowellenbereich – daher auch *kosmischer Mikrowellen-Hintergrund*, englisch *cosmic microwave background (radiation)* (CMB).

Sollte uns, so denn das Universum homogen/isotrop ist, aus allen Richtungen gleichermaßen erreichen. (Einzige Verzerrung: Vordergrundquellen wie Milchstraße, andere Galaxien etc.)

Entdeckung Hintergrundstrahlung: Penzias & Wilson

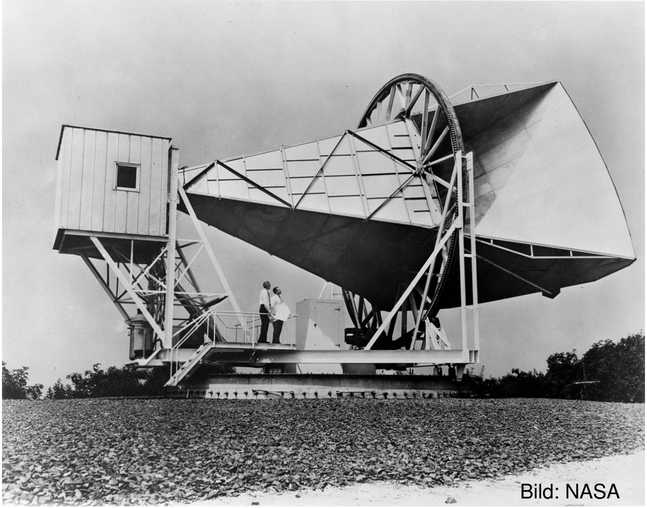


Bild: NASA

Entdeckungsgeschichte Hintergrundstrahlung

1940er erste Vorhersagen: George Gamow, Ralph Alpher, Robert Herman

1964 neue Vorhersage: Robert H. Dicke, James Peebles

1965 Zufallsentdeckung durch Arno Penzias und Robert W. Wilson

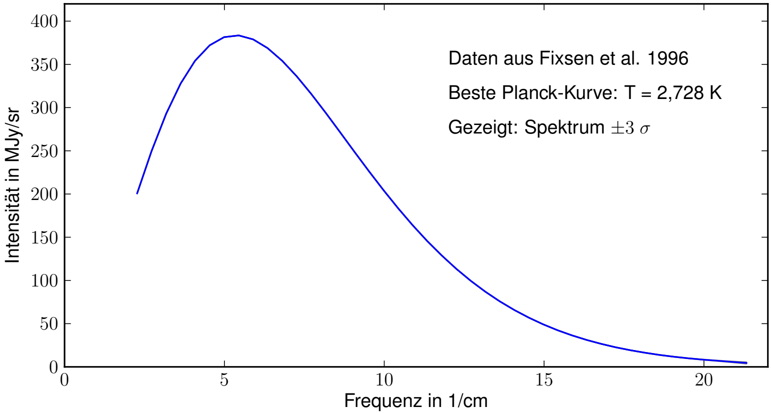
1989-93 COBE (Cosmic Background Explorer, NASA): John Mather, George Smoot. Erstes genaues Spektrum, erste Hinweise auf winzige (10^{-5}) Inhomogenitäten

$\geq$ **späte 1980er:** mehr als 50 Ballon- und bodengebundene Experimente

2001-2012 WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe, NASA): Spektrum der Inhomogenitäten

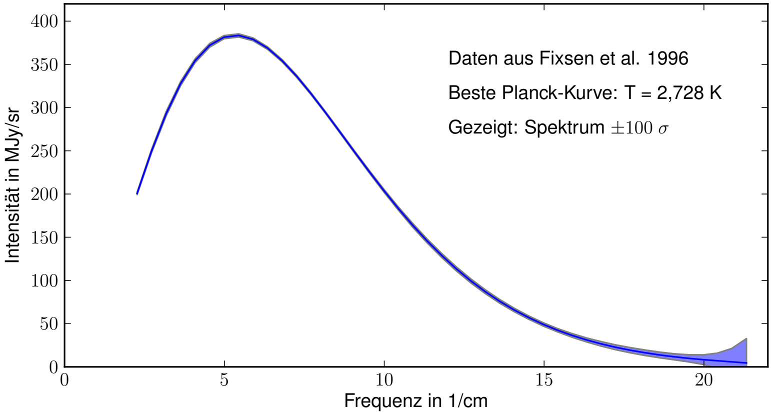
2009-heute Planck (ESA): Spektrum der Inhomogenitäten inklusive Polarisationsmessungen

Planck-Kurve: COBE-FIRAS (Mather et al.)



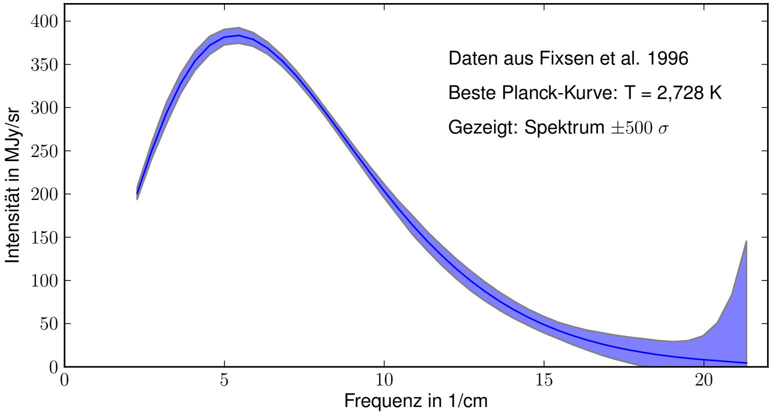
Daten aus Fixsen et al. 1996 via http://lambda.gsfc.nasa.gov

Planck-Kurve: COBE-FIRAS (Mather et al.)



Daten aus Fixsen et al. 1996 via http://lambda.gsfc.nasa.gov

Planck-Kurve: COBE-FIRAS (Mather et al.)



Daten aus Fixsen et al. 1996 via http://lambda.gsfc.nasa.gov

Inhomogenitäten/Anisotropien

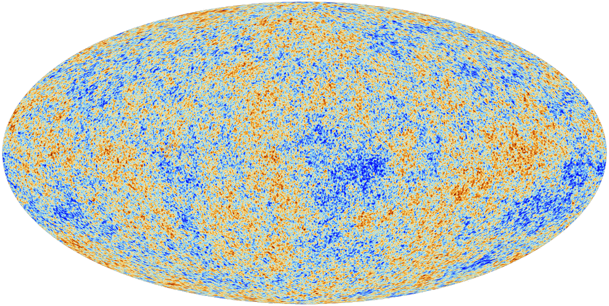


Bild: ESA/Planck Collaboration

Inhomogenitäten/Anisotropien: Temperatur der Wärmestrahlung fluktuiert um $\sim 10^{-5}\ K$.

$\Rightarrow$ dazu mehr von Björn Malte Schäfer später

Verhältnis Materieteilchenzahl vs. Lichtteilchenzahl?

Aus der Thermodynamik hochrelativistischer Teilchen:
Teilchenzahldichte für Photonen ($g = 2$) ist

$$n_\gamma = \frac{8\pi}{(ch)^3}\,\zeta(3)\,2(kT)^3 = 2 \cdot 10^7 \left(\frac{T}{1\ K}\right)^3\ \frac{1}{m^3}$$

also für $T = 3\ K$:

$$n_\gamma = 5 \cdot 10^8\ m^{-3} = 500\ cm^{-3}$$

Massendichte (normal und dunkel) im Universum: $3 \cdot 10^{-27}\ kg\, m^{-3}$, das meiste davon Dunkle Materie. Annahme, 15% – 100% davon läge in Form von Protonen (Wasserstoffkernen) vor ($m_p = 1{,}7 \cdot 10^{-27}\ kg$): Baryonen-Zahldichte

$$n_b = (0{,}3 \ldots 1{,}8)\ m^{-3}.$$

Verhältnis Materieteilchenzahl vs. Lichtteilchenzahl?

Aus diesen Werten:

$$\eta \equiv \frac{n_b}{n_\gamma} = (0{,}6 \ldots 3{,}6) \cdot 10^{-9}$$

Photonenzahl $\gg$ Baryonenzahl!

- n_γ und n_b skalieren in gleicher Weise mit $a(t)$; ihr Verhältnis η bleibt konstant
- winziger η-Wert zeigt: alles findet in einem Photonen-Bad statt, das durch Reaktionen mit den Baryonen kaum beeinflusst wird

Wieviele Reaktionen pro Sekunde pro Atom?

Durchschnittliche Zahl Photonenzusammenstöße pro Atom pro Sekunde für unterschiedliche Teilchensorten:

Atome: Radius $r \sim 10^{-10}\ m$, Querschnittsfläche $\sigma_{atom} \sim 3 \cdot 10^{-20}\ m^2 \Rightarrow$ Reaktionsrate ist

$$\Gamma_{atom}(t) = n_\gamma(t) \cdot c \cdot \sigma_{atom} = 0{,}004 \cdot \left(\frac{a(t_0)}{a(t)}\right)^3\ s^{-1} = 0{,}004 \cdot (1+z)^3\ s^{-1}$$

bzw. durchschnittliche Zeit zwischen Stößen

$$\tau_{atom}(t) = \frac{1}{\Gamma_{atom}(t)} = 222 \cdot \left(\frac{a(t)}{a(t_0)}\right)^3\ s = 222 \cdot (1+z)^{-3}\ s$$

$\Rightarrow$ immer genügend Stöße; entscheidend ist die Energie (z.B.: ausreichend, um Atome zu ionisieren?)

Wieviele Reaktionen pro Sekunde pro Atomkern?

Durchschnittliche Zahl Photonenzusammenstöße pro Kern pro Sekunde für unterschiedliche Teilchensorten:

Atome: Radius $r \sim 10^{-15}\ m$, Querschnittsfläche $\sigma_{Kern} \sim 3 \cdot 10^{-30}\ m^2 \Rightarrow$ Reaktionsrate ist

$$\Gamma_{Kern}(t) = n_\gamma(t) \cdot c \cdot \sigma_{Kern} = 4 \cdot 10^{-13} \cdot \left(\frac{a(t_0)}{a(t)}\right)^3\ s^{-1} = 4 \cdot 10^{-13} \cdot (1+z)^3\ s^{-1}$$

bzw. durchschnittliche Zeit zwischen Stößen

$$\tau_{Kern}(t) = \frac{1}{\Gamma_{Kern}(t)} = 80.000 \cdot \left(\frac{a(t)}{a(t_0)}\right)^3\ a = 80.000 \cdot (1+z)^{-3}\ a$$

$\Rightarrow$ auf astronomischen Zeitskalen genügend Stöße

Ab welcher Energie gibt es interessante Reaktionen?

Ionisierung von Atomen: $13{,}6\ eV$ Wasserstoff bis $120\ keV$ Plutonium (Ordnungszahl 94).

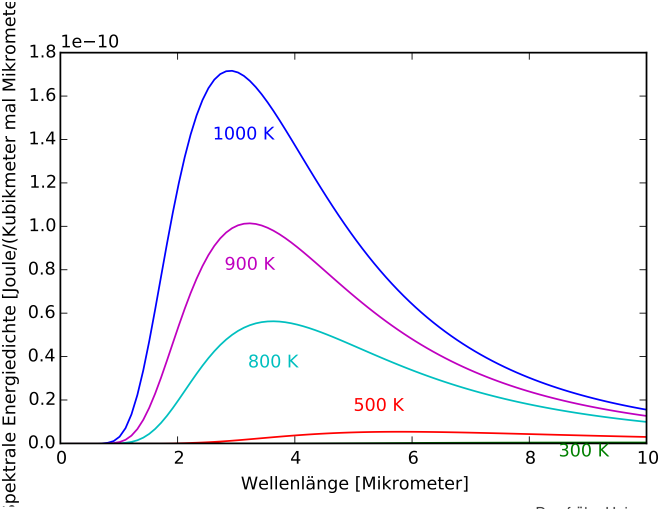
Kerne spalten durch Photonen (Photodissoziation): Stabilster Kern $^{5}6$Ni hat Bindungsenergie von $8,8\ MeV$ pro Nukleon

[Einheit eV = Elektronenvolt, $1\ eV = 1{,}6 \cdot 10^{-19}\ J$]

Sobald es genügend Photonen mit hinreichend hoher Energie gibt $\Rightarrow$ keine Atome bzw. Kerne $\neq H$ mehr wg. Hintergrundstrahlung!

Welche Energien stehen zur Verfügung?

Planck-Verteilung für die Photonen:



Planck-Kurve: alternative Schreibweise

Planck-Kurve ausgedrückt in dimensionsloser Photonenenergie ξ, mit $E = \xi kT = h\nu$: Energiedichte

$$e(T) = \frac{8\pi}{(hc)^3}(kT)^3 \int\limits_0^\infty (\xi kT)\frac{\xi^2}{\exp(\xi)-1}\,\mathrm{d}\xi$$

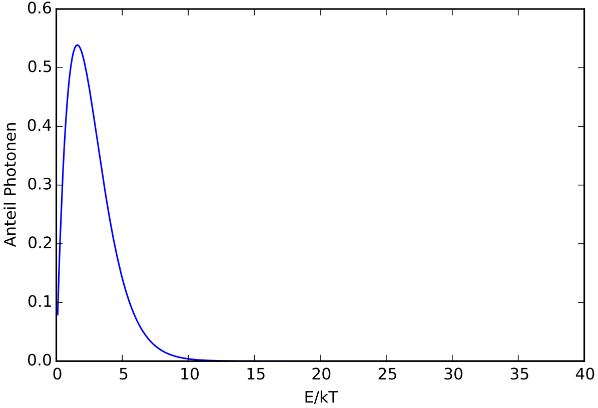
entspricht Teilchenzahldichte

$$n(T) = \frac{8\pi}{(hc)^3}(kT)^3 \int\limits_0^\infty \frac{\xi^2}{\exp(\xi)-1}\,\mathrm{d}\xi$$

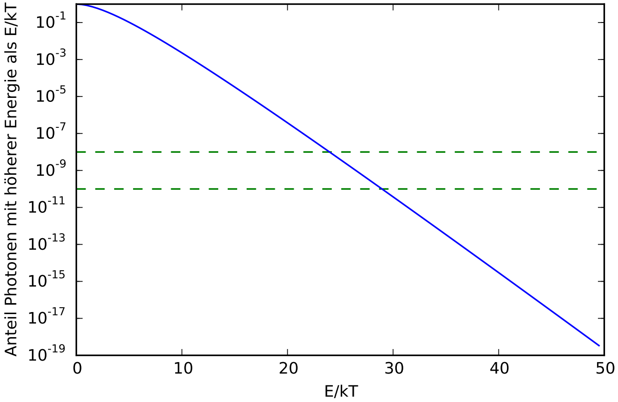
also

$$\frac{n(\xi,T)}{n(T)} = \frac{1}{2\zeta(3)}\frac{\xi^2}{\exp(\xi)-1}.$$

Photonen mit Energien $kT, 2kT, 3kT$ etc.

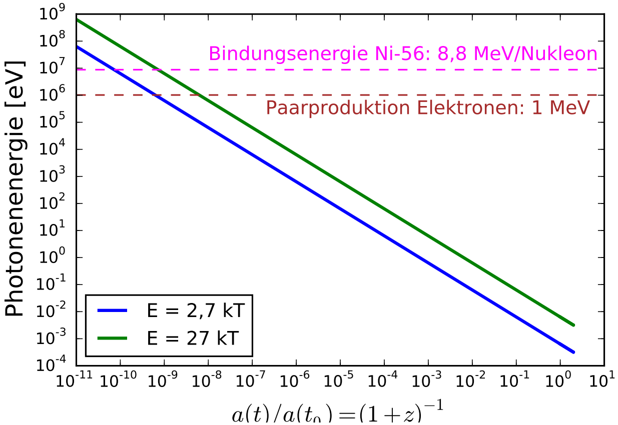


Photonen mit Energie größer als $kT, 2kT$ etc.



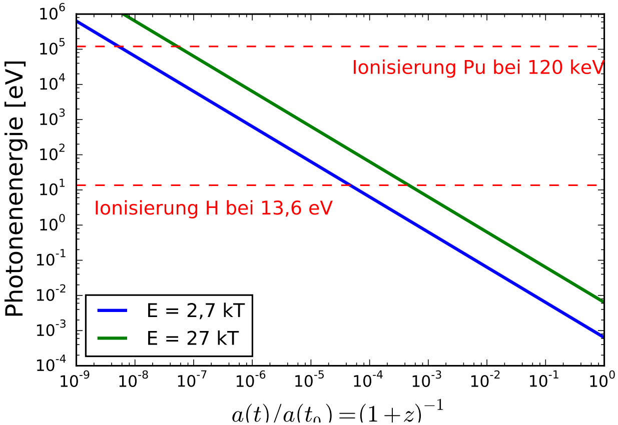
Ein $\eta = 6 \cdot 10^{-10}$-tel der Photonen hat Energie $\geq 27kT \sim 10 \, \langle E_\gamma \rangle$

Entwicklung Photonenenergie mit Skalenfaktor



$2{,}7\,kT$ ist durchschnittliche Photonenenergie, $27\,kT$ die Mindestenergie des hochenergetischsten Bruchteils η – Ausgangspunkt heutiger Wert: $kT = 0{,}2\,meV$

Entwicklung Photonenenergie mit Skalenfaktor



$2{,}7\,kT$ ist durchschnittliche Photonenenergie, $27\,kT$ die Mindestenergie des hochenergetischsten Bruchteils η – Ausgangspunkt heutiger Wert: $kT = 0{,}2\,meV$

Das Universum zurückspulen

Grundlage Beschreibung frühes Universum:

1. Zurückverfolgen bis zu z.B. $1 + z = 10^{11}$
2. Bei solchem Skalenfaktorwert *muss* das Universum einfach gewesen sein (komplexere Gebilde: aufgebrochen!)
3. Teilchengehalt, Wechselwirkungen durch thermodynamische Überlegungen gegeben (Gleichgewicht)
4. Entwicklung vorwärts in der Zeit verfolgen: Wie ändert sich die Situation bei Abkühlung? Wann können welche gebundene Gebilde entstehen?

Beispiel: Nukleosynthese

Beispiel Urknall-Nukleosynthese (BMS in letzter Vorlesung):

Nukleosynthese kann erst anfangen, wenn

$$27\,kT = 2{,}2\,MeV = \text{Bindungsenergie Deuterium}$$

$\Rightarrow$ entspricht im Vergleich zum heutigen $kT = 0{,}2\,meV$ der Skalierung

$$1 + z = \frac{a(t_0)}{a(t)} \sim 4 \cdot 10^9$$

Ab welchem z kosmische Hintergrundstrahlung?

Ionisierungsreaktion:

$$H + \gamma \leftrightarrow= p + e^-$$

Grobe Abschätzung: Bei welchem $1 + z$ ist $27\,kT = 13{,}6\ eV$?
Antwort:

$$1 + z_{rec} = \frac{a(t_0)}{a(t_{rec})} \sim 2000$$

Näherungsrechnung mit Boltzmann-Exponentialgleichung unter Benutzung von $\mu_H + \mu_\gamma = \mu_p + \mu_{e^-}$ und $\mu_\gamma = 0$ gibt $z \sim 1280$.

Genaueste derzeitige Rechnungen mit Teilchenreaktionsraten aus Wirkungsquerschnitten ergibt $z \sim 1100$.

Freisetzung kosmische Hintergrundstrahlung

Gedankenexperiment: Im Raum verteilte Lampen; instantaner „Lichtblitz“

⇒ wir empfangen jetzt, in diesem Moment die Hintergrundstrahlung von einer Kugel geeigneter Größe um uns herum!

Bislang Rekombination nur durch z_{rec} ausgedrückt – aber wieviel Zeit ist seither vergangen? Dazu müssen wir $a(t)$ rekonstruieren ⇒ nächstes Thema