Die Physik der Hintergrundstrahlung – Überlegungen für die Sek II

Oliver Schwarz, Wolfram Winnenburg, Julia Dück

Die Autoren bedanken sich bei Herrn Prof. M. Bartelmann (ZAH) für die kritische Durchsicht und Hinweise zum Manuskript.

Kosmologie – das Thema um Schüler für Ihren Physikunterricht zu motivieren! Jeder, der in seinem Schulunterricht schon einmal die Entwicklung und die Entstehung des Universums besprochen hat, kennt die unzähligen Schülerfragen, die in der Regel mit diesem Stoff verknüpft sind. Er kennt aber auch das bedrückende Gefühl, dass man dabei mit seinen Schülern zu wenig physikalisch argumentiert, sondern eher den in unzähligen populärwissenschaftlichen Artikeln veröffentlichten Wissensstand reproduziert. Dabei kann man schon mit Hilfe der Physik der Abiturstufe eine ganze Reihe kosmologischer Fragen auf der Grundlage physikalischer Gesetze erörtern und sogar Aufgaben dazu rechnen.
Nachfolgend sind einige Beispiele hierfür angegeben, die sich hauptsächlich auf die kosmologische Hintergrundstrahlung beziehen.

Übersicht der Bezüge im WiS!-Beitrag		
Physik	Thermodynamik, Relativitätstheorie, Quantenphysik	Teilchenstöße, 1. Hauptsatz, adiabatische Zustandsänderungen, Wärmestrahlung, Schwarzer Körper, Plancksches Strahlungsgesetz, Stefan-Boltzmann-Gesetz, Lichtausbreitung, Bohrsches Atommodell, Ionisation, Comptoneffekt und andere Streueffekte, WW zwischen Elektronen und Strahlung
Astronomie	Kosmos	Entstehung der Hintergrundstrahlung, Expansion des Universums, Abkühlung der Hintergrundstrahlung, Strukturen in der Hintergrundstrahlung
Verknüpfungen	Mathematik	Funktionen

Adiabatische Zustandsänderungen – Luftpumpe und Universum in Analogie

Thermodynamische Systeme besitzen Systemgrenzen. Über diese Systemgrenzen hinweg kann ein System mit seiner Umgebung entweder Wärme Q oder mechanische Arbeit W austauschen und dadurch seine innere Energie ΔU verändern. Die Änderung der Systemenergie drückt sich durch eine Erhöhung oder Absenkung der Temperatur T aus.
Diesen Zusammenhang, man bezeichnet ihn als 1. Hauptsatz der Thermodynamik, kann man als Gleichung aufschreiben:

$$\Delta U = Q + W \qquad (1)$$

Überall dort, wo in unserer Alltagsumgebung thermodynamische Prozesse sehr schnell ablaufen, handelt es sich mit einiger Wahrscheinlichkeit um sogenannte adiabatische Zustandsänderungen. Bei solchen adiabatischen Zustandsänderungen tauscht das System keine Wärme mit der Umgebung aus – einfach deshalb, weil es dafür „keine Zeit hat".
Das Gas in einer Luftpumpe, die man sehr schnell bedient und bei der man das Ventil zudrückt, wird heiß. Es durchläuft eine (annähernd) adiabatische Zustandsänderung. Gilt für die Wärme Q=0, dann lautet der 1. Hauptsatz der Thermodynamik

$$\Delta U = W \qquad (2)$$

In Worten: verrichtet man an einem System mechanische Arbeit, dann erhöht sich seine innere Energie – es wird heißer. Anders herum: Verrichtet das System an seiner Umgebung mechanische Arbeit, dann sinkt seine innere Energie – es wird kälter. Im Wesentlichen handelt es sich bei diesen Einsichten um physikalischen Abiturstoff...

Auftrag 1:
Nennen und erläutern Sie Beispiele für adiabatische Zustandsänderungen aus Natur und Technik.

Lösung:
War unter den Beispielen, die Sie unter dem Auftrag 1 erwähnt haben, auch das Universum? Unser All expandiert. Es muss dabei offenbar Arbeit verrichten um die Gravitationsanziehung der Materie zu überwinden. Doch fließt dabei Wärme über irgendwelche Systemgrenzen hinweg? Offenbar ist es nur möglich, dass in *einem* Universum Wärme *innerhalb* des Systems zwischen verschiedenen Gebieten ausgetauscht werden kann. Allerdings würde ein solcher Prozess einer zentralen Forderung widersprechen, die man bisher mit großem Erfolg in der Kosmologie erhoben hat und die man als kosmologisches Prinzip bezeichnet: Kein Teil des Universums ist gegenüber einem anderen in irgendeiner Weise besonders ausgezeichnet. Das Universum muss deshalb überall (gemittelt über große Distanzen) gleich aussehen. Man könnte es in irgendeiner Richtung durchmessen und würde die gleichen Eigenschaften feststellen, wie in irgend einer anderen Richtung. Doch wäre in der Vergangenheit Wärme in einer bestimmten Richtung von einem Teil des Universums in einen anderen geströmt, dann hätte es eine solche, besonders ausgezeichnete Richtung gegeben - ein Widerspruch zu unserer eingangs gemachten Annahme, sodass wir gute Gründe haben, davon auszugehen, dass unser Universum während seiner Expansion eine adiabatische Zustandsänderung durchläuft.

Würde unser Universum kontrahieren, dann müsste es sich zwangsläufig erwärmen – so wie das Gas in der Luftpumpe, deren Kolben schnell hineingedrückt wird. Bei seiner Expansion muss es sich hingegen abkühlen – allerdings nur dann, wenn beim Auseinanderstreben (siehe 1. Hauptsatz) auch Arbeit verrichtet wird. Die Analogie zwischen Universum und Luftpumpe ist nicht formal – beide Systeme zeigen aus thermodynamischer Sicht tatsächlich ein physikalisches Verhalten, das durch eine analoge Grundüberlegungen beschreibbar ist.

Energie- und Massendichten im Universum
Betrachten wir einen kleinen Ausschnitt aus unserem Universum, der, wegen des kosmologischen Prinzips, genau so beschaffen sein muss, wie irgend ein anderer Teil des Alls und geben wir diesem kleinen Ausschnitt die Form eines Kugel. Auf diese Weise schaffen wir uns – nicht mehr aber auch nicht weniger – eine Analogie zu einem aus der Schulphysik bekannten Gas-Modell-Behälter. Damit im Behälter eine adiabatische Zustandsänderung erfolgen kann, müssen wir ihn gut gegen die Umgebung isolieren, am Besten durch eine Innenverspiegelung wie sie bei Thermosflaschen vorkommt. Außerdem muss er eine veränderliche Größe haben. Jetzt füllen wir die beiden Hauptbestandteile unseres Universums – Wasserstoffatome und elektromagnetische Strahlung (Photonen) – in die Kugel und lassen diese Kugel expandieren (Abb. 1). Es erweist sich dabei als zweckmäßig, die Strahlung und die Atome gesondert zu betrachten.

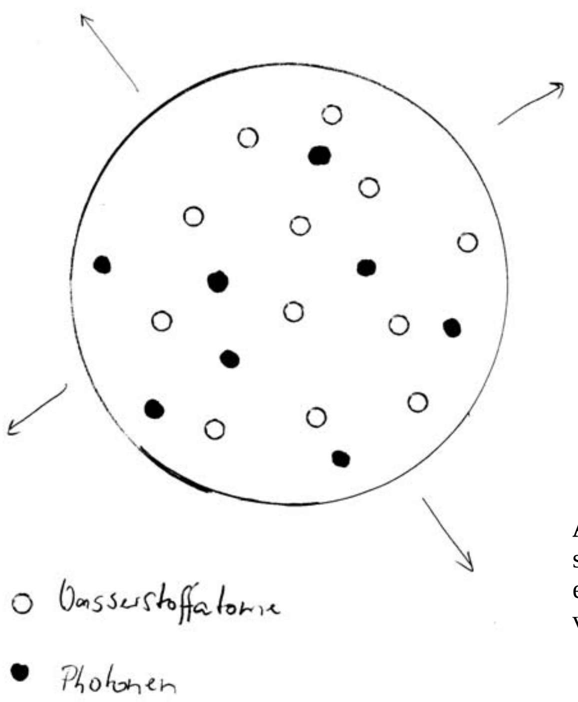

Abbildung 1: Photonen • und Wasserstoffatome o streben auseinander und verursachen die Expansion eines Behälters. Dabei müssen sie Expansionsarbeit verrichten.

Die Materiedichte ρ_M der Wasserstoffatome ist einfach der Quotient aus der Masse m aller Teilchen im kugelförmigen Behälter und dem Volumen V, also

$$\rho_{\mathrm{M}} = \frac{m}{V} = \frac{m}{\frac{4}{3}\pi R^3} \sim \frac{1}{R^3}, \qquad (3)$$

wenn R der Radius der Kugel ist. Um die Strahlungsdichte zu untersuchen, betrachten wir ganz besondere Strahlungsanteile. Wir konzentrieren und zunächst auf stehende Wellen, also solche elektromagnetische Strahlungsanteile, bei denen zwischen den Gefäßwänden genau ein feststehendes Vielfaches von Wellenbergen und Wellentälern passt, sodass sie an den verspiegelten Wänden in sich zurückreflektiert werden.

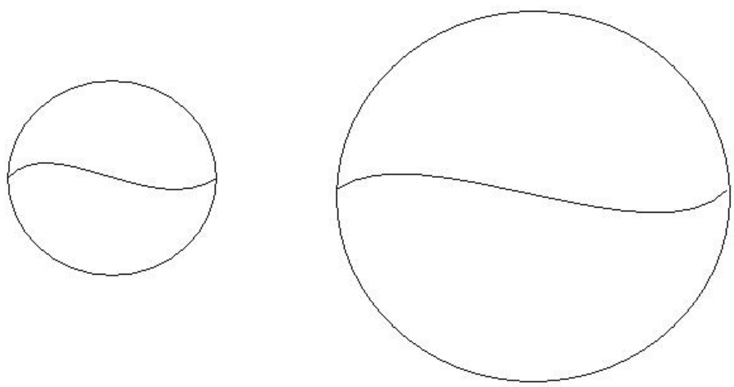

Abbildung 2: Expansionsmodell für stehende Wellen im Behälter.

Vergrößert sich nun allmählich der Abstand zwischen den Wänden, dann werden diese stehenden Wellen langsam ihre Wellenlänge vergrößern (Abb. 2). Dieser Effekt wird auch bei solchen Wellenzügen der elektromagnetischen Strahlung auftreten, die nicht zufällig eine stehende Welle im Gefäß ausgebildet haben. Jedoch kann man anhand der stehenden Wellenzüge gut ablesen, was mit der Energie der elektromagnetischen Strahlung passiert. Ihre Wellenlänge vergrößert sich proportional zum Durchmesser (bzw. Radius) unseres kugelförmigen Gefäßes:

$$\lambda \sim R \,. \qquad (4)$$

Nach der Lichtquantenhypothese Einsteins dürfen wir uns vorstellen, dass die Strahlung aus Photonen – den Strahlungsquanten – besteht, von denen jedes eine bestimmte Energie E der Größe $E=hf$ besitzt (h: Plancksches Wirkungsquantum, f: Frequenz). Diese Frequenz ist über die Grundbeziehung $c=\lambda f$ (c: Lichtgeschwindigkeit) mit der Wellenlänge der Photonen verbunden. Deshalb ergibt sich für den Zusammenhang zwischen der Energie der Photonen und dem Radius unseres Gefäßes die Proportionalitätenkette:

$$E = hf = \frac{hc}{\lambda} \sim \frac{1}{\lambda} \sim \frac{1}{R}. \qquad (5)$$

Andererseits ist die Energiedichte der Strahlung u natürlich proportional zu $1/R^3$, so dass sich für die Strahlungsenergiedichte unter Beachtung des Zusammenhangs (5) insgesamt ergibt:

$$u \sim \frac{1}{R^4}\,. \qquad (6)$$

Um eine Energiedichte u in eine Strahlungs-Massendichte ρ_S umzurechnen, kann man sich des berühmten Zusammenhangs $E=m\cdot c^2$ bedienen und erhält

$$\rho_S = \frac{m}{V} = \frac{E}{c^2 V} = \frac{u}{c^2} \sim u \sim \frac{1}{R^4}\,. \qquad . \qquad (7)$$

Da wir die Innenwände unserer kleinen Kugel verspiegelt hatten, ist keine Wärme aus dem Teilvolumen hinaus gelangt. Wir haben somit tatsächlich eine adiabatische Zustandsänderung betrachtet und dürfen davon ausgehen, dass sich die Materie und die Strahlung im All ebenso verhalten, wie in dem relativ kleinen Teilvolumen, dass wie gerade analysiert haben – auch ganz ohne die Gefäßwände. R wäre dann der Radius eines gewissen Gebietes innerhalb des Universums, erkennbar z.B. als ein Abstand zwischen zwei weit entfernten Galaxien.

Vergrößert sich R, dann nimmt die Materiedichte mit $1/R^3$ ab, die Strahlungs(massen)dichte jedoch mit $1/R^4$. Die Strahlungsdichte sinkt also viel schneller als die Materiedichte.

Die gegenwärtige bekannte Dichte der sichtbaren Materie im Universum beträgt etwa
$\sim 10^{-27}$ kg m^{-3}, das entspricht etwa einem Wasserstoffatom pro Kubikmeter. Die Dichte der Hintergrundstrahlung kann man aus ihrer Temperatur (siehe weiter unten) von rund 3 K berechnen. Sie beträgt $\sim 10^{-30}$ kg m^{-3}.

Auftrag 2:
Berechnen Sie, um welchen Faktor sich R verkleinern müsste, damit in unserem Universum Materie und Strahlung die gleiche Dichte hätten.

Lösung: Aus den Zusammenhängen (3) und (7) erhält man die Gleichung

$$\alpha = \frac{\rho_S}{\rho_M} = \frac{R^3}{R^4} = \frac{1}{R}. \qquad (8)$$

Gegenwärtig beträgt das Verhältnis α von Strahlungs- und Materiedichte 10^{-3}. Bezeichnen wir dieses Dichteverhältnisverhältnis mit α_G, ein in der Vergangenheit des Universums vorhandenen Dichteverhältnis mit α_V und mit R_G und R_V die dazugehörigen Radien unseres betrachteten Teilvolumens, dann folgt aus Gleichung (8) der Zusammenhang

$$\frac{\alpha_V}{\alpha_G} = \frac{R_G}{R_V}$$

oder durch Umformung (9)

$$\alpha_V = \alpha_G \frac{R_G}{R_V}.$$

Soll α_V =1 sein, dann ergibt sich aus α_G =10^{-3} für den Quotienten R_G/R_V der Zahlenwert von 1000. Der Radius R (und damit auch die gesamte Größe des Universums) war zu dem Zeitpunkt, als Materie- und Strahlungsdichte gleich groß waren, 1000mal kleiner als der heutige Wert.

Die Rekombination bzw. die Ionisierung der Wasserstoffatome im Universum
Was passiert eigentlich mit der Materie, wenn man sie in ein heißes Strahlungsbad hineinwirft, dessen Dichte sehr groß ist? Die Materie löst sich in ihre elementaren Bestandteile auf, ähnlich wie ein Stück Zucker im Kaffee. Zuerst werden die Bindungen zwischen den Atomen gelöst – alle Moleküle dissoziieren. Steigt die Dichte der Strahlung dann weiter an, so werden die Atome ionisiert. Die Elektronen nehmen dabei die Energie von einzelnen Photonen auf, die hinreichend groß sein muss, um die elektrische Anziehung des Atomkerns zu überwinden. Die Photonen werden dabei von den Elektronen absorbiert. Bei einer genügend großen Strahlungsdichte (ausreichend kleiner „Radius“ der Universums) ist diese Photonenenergie, wie wir anhand der Gleichung (6) und (7) gesehen haben, entsprechend hoch.

Auftrag 3:
Berechnen Sie, wie groß die Energie eines Photons mindestens sein muss, um ein Wasserstoffatom zu ionisieren.

Lösung:
Wir können hier unmöglich die Atomphysik der Abiturstufe rekapitulieren, doch so viel sei gesagt: Um die Ionisierungsenergie eines Wasserstoffatoms zu berechnen, müssen wir uns an das Bohrsche Atommodell erinnern: Das Hüllenelektron wird von einer niedrigeren Bahn auf eine höhere Bahn gehoben, wenn es ein Photon absorbiert, das genau diejenige Energie besitzt, die der Energiedifferenz der beiden Bahnen entspricht. Es sind nur Bahnen mit ganzzahligem Bahnindex erlaubt. Mit Hilfe der sogenannten Rydberg-Frequenz ($R_H=3{,}29\cdot 10^{15}$ Hz) folgt für die Photonenenergie beim Wechsel von der n-ten auf die m-te Bahn:

$$E = hf = hR_H\left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2}\right). \qquad (10)$$

Betrachten wir die Ionisation eines Wasserstoffatoms aus dem Grundzustand, dann wird n=1 und m=∞ und aus (10) ergibt sich

$$E = hR_H = 2{,}2^{-18}\,J = 13{,}6eV\,. \qquad (11)$$

Die Hintergrundstrahlung und die Planckverteilung
Für die Teilchen eines Gases gibt die Wärmelehre eine Antwort auf die Frage, was wir uns unter der Temperatur dieser Teilchen vorstellen dürfen. Wir sehen die Temperatur als Ausdruck der Teilchenbewegung an. In einem Gas mit hoher Temperatur bewegen sich die Teilchen schnell, sinkt die Temperatur ab, dann werden die Teilchen langsamer. Allerdings haben nicht alle Teilchen – quasi wie auf Kommando - die gleiche Geschwindigkeit. Vielmehr gibt es zusätzlich zu vielen Teilchen, die eine ähnliche Geschwindigkeit in der Größenordnung der gemittelten Geschwindigkeit besitzen, auch immer einige wenige Teilchen mit recht hohen Geschwindigkeiten. Betrachtet man ein Gas in einem abgeschlossenen Gefäß, dann kann man aus der Kenntnis, wie viele Teilchen dieses Gases mit welchen Geschwindigkeiten umherfliegen, die Temperatur des Gases bestimmen. Bei bekannten Atom- oder Molekülmassen ist das Wissen um die Teilchengeschwindigkeit gleichbedeutend mit der Kenntnis der kinetischen Energie der Gasteilchen.

Anstatt des Atomgases „fangen“ wir jetzt einige Photonen aus der Umgebung ein und sperren sie in das Gefäß. Um etwas über die Temperatur der Photonen zu erfahren, ist offenbar das Messen ihrer Geschwindigkeiten sinnlos. Wie wir wissen, besitzen alle Photonen die gleiche Geschwindigkeit – die Lichtgeschwindigkeit. Aus diesem Grund können wir nur ermitteln, wie die gesamte im Behälter befindliche Energie auf die Photonen verteilt ist. Und da die Energie der Photonen wegen der Gleichung E=hf eindeutig durch ihre Frequenz bestimmt ist, können wir ebenso gut fragen, wie die Frequenz auf die einzelnen Photonen verteilt ist.

Doch selbst wenn es uns gelänge, die Frequenzen der einzelnen Photonen im Gefäß zu ermitteln, könnten wir noch keine Aussage über deren Temperatur treffen. Schließlich haben wir uns beim Einfangen der Photonen in das Gefäß ein ganzes Sammelsurium eingehandelt - einige Photonen aus dem Heizkörper unterm Fenster, einige aus der Schreibtischlampe, wieder andere vom Sonnenlicht, das gerade durch die Fenster fällt usw. All diese Photonen unterschiedlicher Herkunft haben zunächst einmal nichts miteinander zu tun und deshalb womöglich auch ganz unterschiedliche „Temperaturen“. Um dieses Problem zu umgehen, erzeugt man sich die Photonen am besten selbst und zwar so, dass sie gewiss alle die gleiche Temperatur haben.

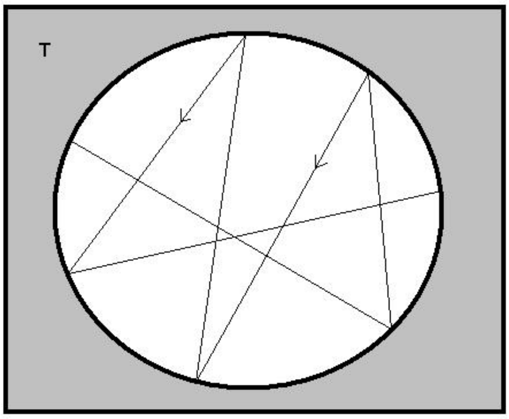

Abbildung 3: Modell eines Hohlraumstrahlers.

Dieser Gedanke führt zur Konstruktion des sogenannten Hohlraumstrahlers. Dabei handelt es sich um ein geschlossenes Gefäß (Abb. 3), dessen Wände man auf eine bestimmte Temperatur T erwärmen kann. Erhöht man die Temperatur der Gefäßwände, dann passiert im Innenraum folgendes: Die Gefäßwände emittieren Photonen in den Innenraum, der sich mit elektromagnetischer Strahlung füllt. Da die emittierten Photonen von der Oberfläche auch eben so gut wieder absorbiert werden können, kommt es irgendwann zu einem Gleichgewichtszustand. Pro Zeiteinheit gelangen aus den Gefäßwänden genau so viele Photonen in den Hohlraum, wie aus dem Hohlraum in die Gefäßwände. Und da sich die Temperatur der Gefäßwand durch die Absorptions- und Emissionsprozesse nicht mehr verändert, muss man davon ausgehen, dass die Temperatur der Strahlung im Hohlraum genau so hoch ist, wie die Temperatur der Gefäßwände. Ausschließlich mit einer solchen elektromagnetischen Strahlung in einem Hohlraumstrahler, man nennt sie auch Temperaturstrahlung, werden wir uns nachfolgend weiter befassen. Untersucht man, wie die Photonenenergien (bzw. die Energiedichten) dieser Strahlung über der Frequenz (bzw. Wellenlänge) verteilt sind, ergibt sich eine charakteristische Funktion, die man Planckfunktion bzw. Planckverteilung nennt.

Elektromagnetische Wärmestrahlung, die sich im thermodynamischen Gleichgewicht mit ihrer Umgebung befindet, hat in unserer Alltagsumgebung einen absoluten Seltenheitswert, den zumeist ist das Gleichgewicht zwischen Emissions- und Absorptionsvorgängen gestört. Es gibt eben nicht sehr viele natürliche Vorgänge, bei denen ein Hohlraumstrahler annähernd nachempfunden wird, sodass die Strahlung perfekt gefangen ist. Allerdings gibt es im Universum sehr viele Orte, an denen dies der Fall ist – das Innere von Sternen! Die Materie in den Sternen ist zumeist völlig ionisiert und besitzt eine sehr große Dichte. Die in großer Zahl umherfliegenden Elektronen der Sternmaterie lassen die Strahlung nur ganz, ganz langsam vom Sterninneren zur Oberfläche passieren...
Allerdings hat die Sache einen gewaltigen Haken: Im Inneren eines Sterns kann man die Planckverteilung wohl kaum messen.

Auftrag 4:
Aus Ihrem Schulunterricht sind Ihnen verschiedene Prozesse bekannt, bei denen Materie mit elektromagnetischer Strahlung (Photonen) wechselwirkt. Erläutern Sie diese Prozesse und erklären Sie insbesondere deren Wirkung auf die Strahlung.

Lösung:

1. *Der Comptoneffekt*: Freie Elektronen und Photonen treffen aufeinander und stoßen dabei – ganz ähnlich wie Billardkugeln – miteinander zusammen. Gibt es genügend freie Elektronen, dann kommt es zu vielen Comptonstreuungen auf kleinstem Raum. Die Photonen werden hin und her gestreut, kommen aus dem Raumvolumen aber nicht heraus.
2. *Die Elektronen absorbieren Photonen in der Atomhülle:* (siehe Auftrag 3): Das Photon wird vom Elektron in der Atomhülle „verschluckt" – freilich, um zumeist kurz darauf wieder emittiert zu werden. Dabei wird das Elektron auf eine höhere „Bahn" (Bohrsches Atommodell) angehoben bzw. aus dem Atom entfernt (Ionisiation). Diese Prozesse sind sehr wirkungsvoll um Strahlung „gefangen" zu halten. Einerseits wird ein Photon allein dadurch zurückgehalten, dass es zwischen Absorption und Emission gewissermaßen eine gewisse Zeit von der Bildfläche verschwindet. Andererseits können die remittierten Photonen in beliebigen Richtungen aus dem Atom davonfliegen, so dass es auch hier keine Vorzugsrichtung der Strahlung gibt.
3. *Freie Elektronen absorbieren Photonen, sofern sie sich in der Nähe eines Atomrumpfes aufhalten:* Dieser Prozess wird in der Schulphysik wohl weniger besprochen. Damit ein Elektron ein Photon absorbieren kann, muss es nicht notwendigerweise auf einer bestimmten Bahn (einem definierten Energiezustand) um den Atomkern kreisen. Es genügt bereits, wenn es das elektrische Feld des Atomkern spürt. Auch dieser Prozess ist recht wirkungsvoll. Er ist aber durch die Elektronendichte und die Temperatur limitiert. Damit ein bestimmtes Elektron, das in einem heißen Gas umherfliegt, ein Photon auf diese Weise absorbieren kann, muss es sich gerade in der Nähe eines Atomkerns aufhalten. Erst wenn es dann auf seiner Reise gerade am nächsten Atomkern vorbeikommt, kann es wieder ein Photon absorbieren. Und wie schnell es zum nächsten Atomkern gelangt, hängt eben von der Dichte und der Geschwindigkeit der Elektronen (ihrer Temperatur) ab.
   Auch durch diese Art von Photonenabsorption wird Strahlung sehr effektiv gefangen gehalten.

Die Abb. 4 veranschaulicht die soeben geschilderten Prozesse.

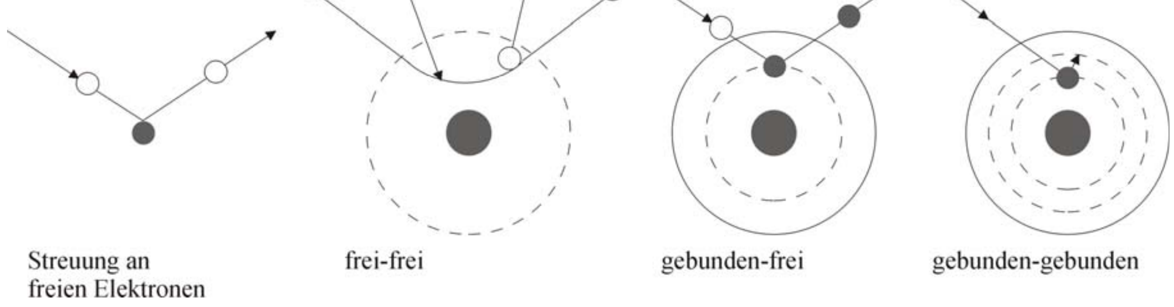

Abbildung 4: Veranschaulichung von Wechselwirkungen zwischen Photonen o und Elektronen •. Man lasse sich nicht dadurch beirren, dass in Abb. 1 die Photonen durch die ausgefüllten Kreise dargestellt werden.

Erinnern wir uns an unsere bisherigen Überlegungen zur Materiedichte im Universum. Geht man davon aus, dass es einst einen Zustand im Universum gab, bei dem die Materie durch ein Strahlungsbad vollständig ionisiert war, dann müssen die Prozesse 1. und 3. abgelaufen sein. In einem expandieren Universum war dies *näherungsweise* letztmalig zu dem Zeitpunkt der Fall, als die Strahlungsdichte und die Materiedichte gleich groß waren.
Als die Strahlungsdichte unter die Materiedichte sank, waren nicht mehr genügend energiereiche Photonen vorhanden, um die Elektronen immer wieder von den Atomrümpfen zu trennen. Die Atomkerne fingen die Elektronen dauerhaft ein und die bislang perfekt gefangene elektromagnetische Hohlraumstrahlung wurde frei gesetzt.
Das ganze Weltall war mit Photonen erfüllt, die eine perfekte Planckverteilung besaßen. Mit der weiteren Expansion des Universums veränderte sich die Wellenlänge dieser Photonen entsprechend des Zusammenhanges (4). Da dies in gleicher Weise mit allen Photonen geschah, bliebt die Planckverteilung der Strahlung erhalten. Wie man schon seit einigen Jahrzehnten weiß, kann man diese Strahlung tatsächlich heute beobachten. Sie erfüllt das All völlig gleichmäßig. Man nennt sie kosmologische Hintergrundstrahlung. Und genau um diese Hintergrundstrahlung zu erforschen, dient die **Satellitenmission Planck**.

Temperatur der Hintergrundstrahlung und thermische Entwicklung des Universums
Um die Temperatur der Hintergrundstrahlung zu messen, muss man ihre Planckverteilung messen – d.h. man muss die Intensität der Strahlung bei möglichst vielen Wellenlängen bestimmen und aus diesen Messpunkten eine Planckkurve ermitteln. Da jede Planckkurve zu einer ganz bestimmten Temperatur gehört (Abb. 5), kann man aus dem Kurvenverlauf die Temperatur ablesen. In diesem Sinne kann man von einer *Temperatur* der Hintergrundstrahlung sprechen. Aus bisherigen Beobachtungen ist bekannt, dass die Temperatur T der Hintergrundstrahlung etwa 3K beträgt.

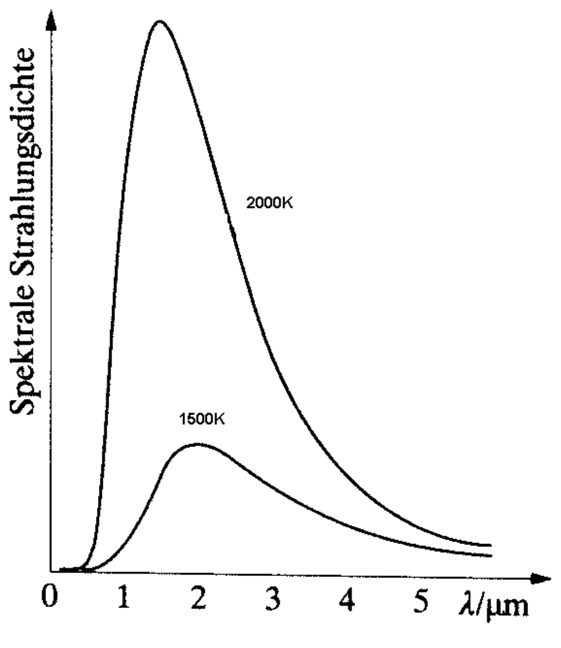

Abbildung 5: Beispiele für Planckkurven.

Schon einige Jahre, bevor Max Planck die heute nach ihm benannte Strahlungsverteilung entdeckt hatte, fanden die Physiker Stefan (auf experimentellem Wege) und Bolzmann (auf theoretischem Wege) heraus, wie man die *gesamte* Energiedichte thermischer Strahlung zu ermitteln hat. Die Strahlungsenergiedichte u ist nur von der Strahlungstemperatur abhängig. Sie ist proportional zur vierten Potenz der Temperatur. Das ist das berühmte Stefan-Boltzmann-Gesetz

$$u \sim T^4 . \qquad (12)$$

Aus dem Stefan-Boltzmann-Gesetz folgt unmittelbar für die Massendichte der Strahlung $\rho_S \sim T^4$ (siehe (7)).

Auftrag 5:
Ermitteln Sie unter Verwendung der Zusammenhänge (12) und (7), wie sich die Temperatur der Hintergrundstrahlung bei der Expansion des Universums ändert.

Lösung:
Für elektromagnetische Strahlung R gilt der Zusammenhang $\rho_S \sim R^{-4}$. Daraus und aus $\rho_S \sim T^4$ folgt unmittelbar

$$T^4 \sim \frac{1}{R^4}$$

bzw.

$$T \sim \frac{1}{R} \qquad (13)$$

Mithin: Als im Universum die Materiedichte und die Strahlungsdichte gleich groß waren, war das Universum etwa 1000mal kleiner als heute, die Strahlungstemperatur demzufolge etwa 1000mal höher als heute. Da die Strahlungstemperatur gegenwärtig ca. 3 K beträgt, hatte die Strahlung damals eine Temperatur von 3000 K.

Die Gleichförmigkeit der Hintergrundstrahlung
Um auf eine besonders bemerkenswerte Eigenschaft der Hintergrundstrahlung aufmerksam zu werden, muss man sich folgende Tatsachen vergegenwärtigen: Einerseits sind wir als Erdbeobachter in die Hintergrundstrahlung eingebettet und nehmen mit ihr am kosmischen Expansionsfluss teil, andererseits ist die Hintergrundstrahlung aus Photonen zusammengesetzt, die sich mit Lichtgeschwindigkeit durchs All bewegen und zwar auf Bahnen die – jedenfalls im heutigen Universum – näherungsweise geradlinig verlaufen. Die Photonen, die gleichzeitig aus entgegengesetzten Richtungen bei einem irdischen Beobachter ankommen, haben deshalb ihre ganz spezifische Vorgeschichte. Sie haben kausal nichts miteinander zu tun. Trotzdem fügen sich die aus einer bestimmten Richtung ankommen Photonen, und zwar in jeder Himmelsrichtung, zur gleichen Planckverteilung zusammen.
Dieses Beobachtungsresultat ist auf den ersten Blick überraschend, denn schließlich leben wir in einem Universum, in dem es von größeren Strukturen nur so wimmelt. Galaxienhaufen und Galaxien sind Verdichtungszentren von Materie, und in einem expandierenden Weltall kann die Schwerkraft nur dann eine Zusammenballung von Materie bewirken, wenn gewisse Dichteschwankungen schon im frühen Universum angelegt waren. Diese Dichteschwankungen müssen dann bei der Entkopplung von Strahlung und Materie kleine Temperaturschwankungen in der Hintergrundstrahlung bewirkt haben.
Schon früh hat man nach Temperaturschwankungen in der Hintergrundstrahlung Ausschau gehalten, doch erst der im Jahre 1989 gestartete Satellit COBE (COsmic Background Explorer) hat diese Schwankungen dann tatsächlich aufgespürt. Wäre übrigens die gesamte Materie im All sichtbar, dann müssten die Temperaturschwankungen der Hintergrundstrahlung deutlich größer sein als man sie registriert. Die Schwankungen machen nur eine Temperaturänderung von 0,001 %, bezogen auf die exakte Temperatur der Hintergrundstrahlung von 273 K, aus.

Die Entstehung der Temperaturmuster in der Hintergrundstrahlung wird durch verschiedene Effekte beeinflusst. Einer dieser Effekte ist die Gravitationsrotverschiebung: Photonen, die während der Rekombinationsphase in relativ dichten Gebieten freigesetzt wurden, müssen gegen ein etwas stärkeres Gravitationsfeld anlaufen als Photonen, die aus weniger dichten Regionen stammen. Außerdem werden letztere sogar noch zu den dichteren Materieansammlungen hinübergezogen und gewinnen dabei an Energie. Bei der Analyse der kosmischen Hintergrundstrahlung sollten gerade die großen Strukturen mit größeren Winkelausdehnungen durch diesen Effekt – man bezeichnet ihn als Sachs-Wolfe-Effekt – geprägt sein. Kleinere Strukturen entstehen durch andere Phänomene. Sehr kleine Strukturen sollten nicht vorhanden sein, denn kleinere Dichteschwankungen werden im frühen Universum komplett verwischt.
Analysiert man eine Himmelskarte der Hintergrundstrahlung, dann kann man herasfinden, welche Effekte welche Strukturen auf welchen Winkelskalen geprägt haben. Während der COBE-Satellit nur Winkel auflösen konnte, die ausschließlich durch den Sachs-Wolfe-Effekt geprägt sind, kann PLANCK in deutlich kleineren Winkelbereichen beobachten und deshalb einen Effekt der Strukturbildung untersuchen, der durch Dichteschwankungen im Ursubstrat hervorgerufen wird:
Gasförmige Materie besitzt die Eigenschaft, dass sich bei ihrer Kompression die Dichte erhöht und damit eine Druckzunahme einhergeht. Gasdichte und Gasdruck sind unmittelbar mieinander verknüpft. Dabei spielt es keine Rolle, ob ein Gas aus atomarer Materie besteht, es sich um ein Photonengas handelt oder gar eine Mischung beider Bestandteile vorhanden ist. Lediglich der Zusammenhang zwischen dem Gasdruck p und der Energiedichte ρ_E ist je nach Gassorte verschieden. Während der Druck im „gewöhnlichen“ Gas zwei Drittel der Energiedichte des Gases beträgt, macht der Druck im Photonengas nur ein Drittel der Energiedichte aus. Also

$$p = \frac{2}{3}\rho_E \quad \text{für atomare Gase,} \tag{14}$$

$$p = \frac{1}{3}\rho_E \quad \text{für Photogengas.} \tag{15}$$

Da der Gasdruck bei Kompression wächst, besitzen Gase eine elastische Eigenschaft, die sie mit einer Stahlfeder vergleichbar macht. Drückt man eine Feder zusammen, so wird sie nach dem Loslassen as Bestreben haben, sich wieder zu entspannen. Dadurch wird in der Feder eine Schwingung ausgelöst.
Verdichtungen, die in der frühen kosmischen Ursuppe entstanden sind und die durch gravitative Anziehung verstärkt wurden, haben auf ähnliche Weise wie bei der Stahlfeder zu Schwingungen im Gas geführt. Die rücktreibende Kraft liefert hierbei der Gasdruck. Damit sich eine Gravitations-Druck-Schwingung im Gas ausbilden kann, muss eine auf der hand liegende Bedingung erfüllt sein. Der Gegendruck in der Gaswolke muss genügend Zeit haben, um sich auszubilden – nur dann kann er der Schwerkraft Widerpart leisten!
Schrumpft die Wolke vom Rand zum Zentrum hin, dann muss sich um den Mittelpunkt der Wolke der Gegendruck vor dem Eintreffen des „Randes“ aufbauen, andernfalls ist es zu spät, und die Wolke stürzt in sich zusammen. Dies kann nur geschehen, wenn die vom Wolkenrand her einlaufende Kompressionswelle vor dem Wolkenrand im Zentrum eintrifft (Abb. 6).
Die Schallgeschwindigkeit c_S ist mit dem Druck und der Dichte in Gasen stets so verknüpft, dass – unabhängig von der Gassorte – näherungsweise gilt:

$$c_S \approx \sqrt{\frac{p}{\rho}}. \tag{16}$$

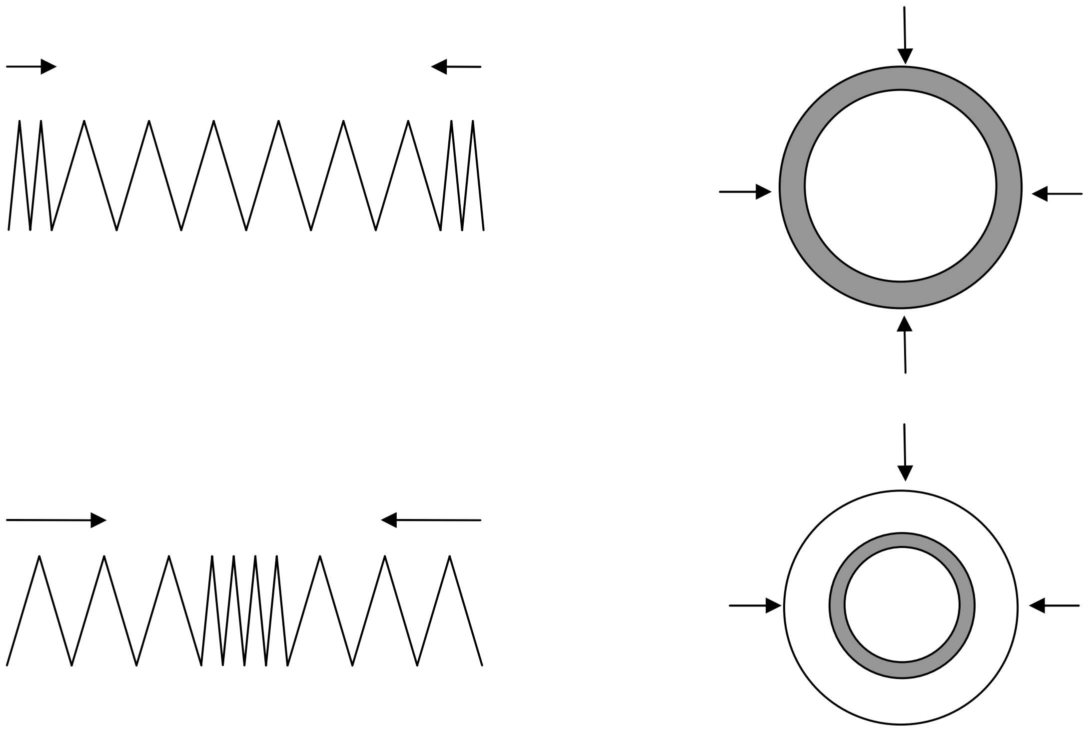

Abbildung 6: Eine Dichtefluktuation im Urplasma schwingt ähnlich wie eine Stahlfeder. Dmit die Fluktuation nicht geradewegs unter dem Einfluss er Schwerkraft kollabiert, muss die vom Rand her ausgelöste Dichtewelle schneller sein als die Geschwindigkeit des Kollapses.

Da eine Druckzunahme an einer Stelle des kosmischen Plasmas auch zu einer Temperaturerhöhung führt, kann man die Signatur von schwingenden Materiewolken im frühen kosmischen Gemisch in der Hintergrundstrahlung finden. Und da die Größe der nicht kollabierenden, sondern eben gerade noch schwingenden Plasmaelemente von der Schallgeschwindigkeit abhängt, kann man die Dichte und den Druck (siehe Gleichung (16)) und die von ihnen abhängenden kosmologischen Größen daraus ermitteln.

Auftrag 6:

Die größte Dichtefluktuation, in der sich überhaupt eine Materieschwingung im frühen Plasma ausbilden kann, ist gerade so groß, dass sie von Schallwellen gerade einmal durchlaufen wird. Da das Universum zum Zeitpunkt der Rekombination etwa 300.000 Jahre alt war, standen für die Ausbreitung der Schallwellen auch nur maximal 300.000 Jahre zur Verfügung.

Ermitteln Sie die größte Längenausdehnung l einer schwingenden Dichtefluktuation zum Zeitpunkt der Entkopplung von Strahlung und Materie.

Lösung:
Im frühen Universum (bis zur Entkopplung von Strahlung und Materie) dominierte die Strahlung, so dass man für den Zusammenhang zwischen Dichte und Druck näherungsweise auf die Gleichung (15) zurückgreifen kann. Aus (15) und (16) folgt für die Schallgeschwindigkeit:

$$c_S \approx \sqrt{\frac{p}{\rho}} = \frac{\mathrm{c}}{\sqrt{3}} = 0{,}6\mathrm{c} \qquad \text{(c: Lichtgeschwindigkeit im Vakuum).}$$

Aus $l = c_S \cdot t$ folgt weiter

$$l = 0{,}6 \cdot c \cdot 300000\ [\text{Jahre}] = 180000\ [\text{Lichtjahre}].$$

Diese absolute Entfernung zum Zeitpunkt der Entkopplung von Strahlung und Materie lässt sich (allerdings nicht auf ganz einfachem Wege) in eine Winkelausdehnung umrechnen, die der heutigen kosmischen Hintergrundstrahlung aufgeprägt ist. Diese Winkelausdehnung beträgt ca. 1" und wird vom Satelliten PLANCK problemlos aufgelöst werden.