

Entstehung und Häufigkeit der leichten Elemente

Christian Butschkow

22.November 2007

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	2
2	Primordiale Nukleosynthese: Die Entstehung der leichten Elemente	4
2.1	Vorbereitung: Die Temperatur des Universums	4
2.2	Entstehung und prognostiziertes Vorkommen der leichten Elemente	6
2.3	Messung der Massenhäufigkeiten von Helium-4, Deuterium, Helium-3, Lithium und Vergleich mit der Theorie	10
3	Resumée	13

1 Einleitung

Ursprünglich wurde angenommen, dass alle Elemente - mit Ausnahme von Wasserstoff, dessen Kern nur aus einem Proton besteht - in den Sternen unseres Universums erbrütet wurden. Diese Annahme scheitert jedoch an der Realität, da die Sterne nur einen Heliummassenanteil von wenigen Prozent erbringen könnten. In Wahrheit misst man einen Massenanteil von nahezu 25% der sich auch nur leicht verringert, wenn man immer jüngere Sterne untersucht; sondern es nähert sich der Wert einer von Null verschiedenen Konstante an, sodass der Schluss naheliegt, die Sterne seien mit diesem Stammkapital an Helium bereits entstanden.

Wenn aber die Sterne nicht ausreichend Helium hervorbringen konnten um das Vorkommen zu erklären, muss eine andere Situation gefunden werden, welche in der Lage wäre Helium in großen Mengen zu produzieren. Der ursprünglich russische, später aber in die Vereinigten Staaten emigrierte, Physiker George Gamow zog hierfür die Theorien eines heißen und dichten Anfang des Universums, sprich dem Urknall, heran.

Zusammen mit seinem Studenten Ralph Alpher (1921 - 2007) veröffentlichte er 1948 die Arbeit "The Origin of Chemical Elements", besser bekannt unter dem Namen "Alpher-Bethe-Gamow-Paper" oder " $\alpha\beta\gamma$ -theory", wobei der deutsch-amerikanische Physiker Hans Bethe von George Gamow ohne dessen Wissen einfach in die Riege der Autoren eingefügt wurde um, wie Gamow später in seinem Buch "The Creation of the Universe" erklärt, dem griechischen Alphabet Gerechtigkeit zukommen zu lassen. Zunächst aber lagen die Theorien vom



Abbildung 1: George Gamow

heißem, dichten Anfang wieder brach. Erst Robert Dicke aus Princeton griff sie, ohne Gamows Arbeit im Hinterkopf zu haben, Anfang der 60er Jahre erneut auf und postulierte, wie zuvor auch schon Gamow, die Existenz der kosmischen

Hintergrundstrahlung.

Im Folgenden werden wir ein Plasma aus Protonen und Neutronen als Ausgangslage für die Urknallnukleosynthese zugrundelegen. Das es aber überhaupt baryonische Materie gibt, verdanken wir einem Symmetriebruch, welchen bis heute niemand erklären kann. Zwar kann bei genügend hohen Temperaturen Strahlung in Materie übergehen, es muss dabei aber stets ein Teilchen-Antiteilchen-Paar auftreten, welches sich nach kürzester Zeit selbst wieder vernichtet. Offenbar galt dies für einen kleinen Überschuss an Materie, welchem wir unsere heutige Existenz schulden, nicht. Wie gering dieser Anteil ist, manifestiert sich in dem Verhältnis $\eta = \text{Baryonenzahl} / \text{Photonenzahl}$ (Gleichung 1), welches wir auch im weiteren Verlauf des Skripts noch einmal benötigen werden.

$$\eta = 6.1 \cdot 10^{-10} \tag{1}$$

2 Primordiale Nukleosynthese: Die Entstehung der leichten Elemente

2.1 Vorbereitung: Die Temperatur des Universums

Befindet sich ein System im thermodynamischen Gleichgewicht, dann ist es sinnvoll seine Temperatur anzugeben. Das gilt auch für die kosmische Hintergrundstrahlung, die sich wie ein schwarzer Körper verhält und deren Energie somit nahezu perfekt Planck-verteilt ist. Aus dieser Planckverteilung und zugehörigen Messungen, bestimmt sich ihre momentane Durchschnittstemperatur zu 2,275 K.

Dieses Ergebniss, zusammen mit der Kenntnis des Weltalters von 13,7 Milliarden Jahren, lässt sich in einer Gleichung, welche Temperatur und Zeitpunkt miteinander koppelt (und die wir an dieser Stelle herleiten), als Referenz für die Abschätzung der Temperatur zu früheren (und zukünftigen) Zeiten benutzen. Unter der Voraussetzung dass eine Planckverteilung auch im expandierenden Universum ihre Gestalt behält verändert sie sich, unter Variation des Skalenfaktors a , gemäß Gleichung (2).

$$\epsilon(k)dk = C \frac{k^3 dk}{\exp(\hbar ck/k_B T) - 1} \longrightarrow C \frac{1}{a^4} \frac{k^3 dk}{\exp(\hbar ck/k_B T) - 1} \quad (2)$$

Wobei k den Betrag des Wellenvektors benennt und sich als inverse Länge mit $1/a$ skaliert.

Um die Energiedichte ϵ_r zu erhalten, muss man letzteren Ausdruck integrieren, was am Vorfaktor $1/a^4$ nichts verändert. Man findet:

$$\epsilon_r = \alpha a^{-4} T^4 \quad (3)$$

α bezeichnet man als Strahlungskonstante. Sie hat den Wert:

$$\alpha = \frac{\pi^2 k_B^4}{15 \hbar^3 c^3} = 7.565 \cdot 10^{-16} \text{ Jm}^{-3} \text{ K}^{-4} \quad (4)$$

Aus Gleichung (3) folgern wir die Beziehung:

$$T \propto a^{-1} \quad (5)$$

Um für den Skalenfaktor $a(t)$ einen Ausdruck zu finden lösen wir nachstehende Differentialgleichung (eine Abwandlung der Friedmanngleichung):

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = H_0^2 (\Omega_{0r} a^{-4} + \Omega_{0M} a^{-3} + \Omega_{0K} a^{-2} + \Omega_{0\lambda}) = H_0^2 E(a)^2 \quad (6)$$

Um diese Aufgabe zu vereinfachen, reduzieren wir unsere Betrachtungen auf ein strahlungsdominiertes Universum, wie es in der Zeit nach dem Urknall vorlag und sparen dadurch die Terme der Materiedichte Ω_{0M} , der Raumkrümmung Ω_{0K} und der Vakuumenergiedichte $\Omega_{0\lambda}$, welche nun gegen Null gehen, ein. Es verbleibt:

$$\dot{a}^2 = H_0^2 \Omega_{0r} a^{-2} \quad (7)$$

Die Lösung zu Gleichung (7) bekommt man einfach durch Integrieren. Sie lautet:

$$a^2(t) = 2\sqrt{\Omega_{0r}} H_0 t \quad (8)$$

$$\implies \alpha \propto t^{\frac{1}{2}} \quad (9)$$

Gleichung (5) und (9) zusammen ergeben die gesuchte Beziehung für ein **strahlungsdominiertes Universum**:

$$\boxed{\frac{T}{T'} = \left(\frac{t'}{t}\right)^{\frac{1}{2}}} \text{ für } T < T_{eq}, t < t_{eq} \quad (10)$$

Mit der Temperatur T_{eq} und der Zeit t_{eq} als sich Strahlung und Materie gerade im Gleichgewicht befanden.

Analog gilt für das darauffolgende **materiedominierte Universum**:

$$\boxed{\frac{T}{T'} = \left(\frac{t'}{t}\right)^{\frac{2}{3}}} \text{ für } T > T_{eq}, t > t_{eq} \quad (11)$$

Dem Umstand entsprechend, dass wir heute weder ein strahlungsdominiertes noch ein materiedominiertes, sondern ein Energiedominiertes Universum antreffen, lässt uns für die Jetztzeit einen exponentiellen Ausdruck ansetzen. Doppelt logarithmisch aufgetragen, stellen sich unsere Ergebnisse wie in Abbildung (2) dar.

Wie man sieht tauchen unsere Vereinfachungen in Form eines Knicks, an der

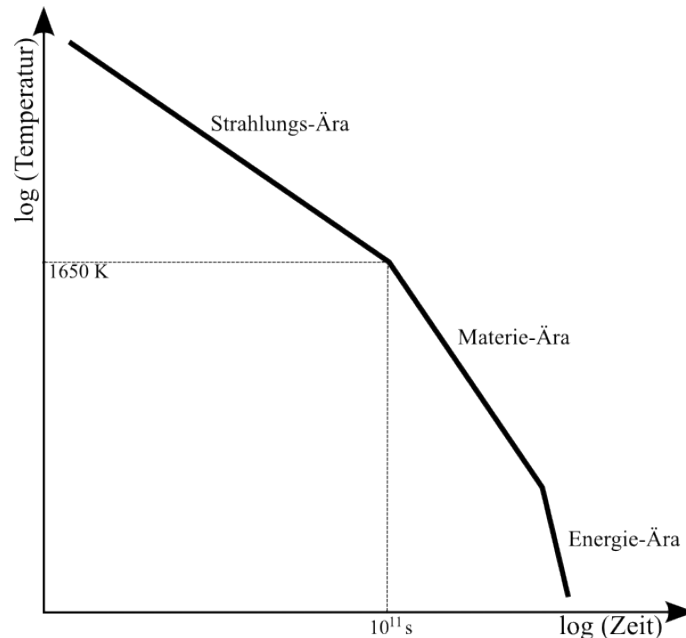


Abbildung 2: Schematische Darstellung der Temperatur-Zeit-Beziehung
Stelle als Materie und Strahlung im Gleichgewicht sind, in der Auftragung auf.

Das bedeutet für uns auch, dass unser jetziger Zeitpunkt als Referenz für weitere Rechnungen etwas ungeeignet ist. Zumindest ungeeigneter als die Knickstelle selbst, welche sich aus theoretischen Überlegungen heraus lokalisieren lässt. Auf nur eine Sekunde nach dem Urknall heruntergerechnet ergibt das eine Universumstemperatur von ca. $2 \cdot 10^{10} \text{K}$.

Für das nächste Kapitel benutzen wir die Formel:

$$\left(\frac{1s}{t} \right)^{\frac{1}{2}} \approx \frac{T}{2 \cdot 10^{10} \text{K}} = \frac{k_B T}{2 \text{MeV}} \quad f. T < T_{eq}, t < t_{eq} \quad (12)$$

2.2 Entstehung und prognostiziertes Vorkommen der leichten Elemente

Wie bereits eingangs erwähnt, legen wir ein Universum zugrunde, in dem Neutronen und Protonen ungebunden in einem Plasma existieren. Die Temperatur ist so hoch das sich beide Kernteilchen ständig, gemäß den Reaktionen (13) und (14), ineinander umwandeln.



Da diese Vorgänge sehr schnell von statten gehen, dürfen wir von einem thermodynamischen Gleichgewicht ausgehen und setzen daher für Ihre Anzahldichte eine Maxwell-Boltzmann-Verteilung an (Formel(15))

$$N \propto m^{3/2} \exp\left(-\frac{mc^2}{k_B T}\right) \quad (15)$$

$$\implies \frac{N_n}{N_p} = \left(\frac{m_n}{m_p}\right)^{3/2} \exp\left[-\frac{(m_n - m_p)c^2}{k_B T}\right] \quad (16)$$

m_n und m_p , also die Massen von Neutron und Proton sind beinahe gleich, sodass der Bruch am Anfang gegen 1 geht und wir uns auf die Exponentialfunktion konzentrieren dürfen. Man sieht, dass solange $k_B T \gg (m_n - m_p)c^2 = 1.3 \text{MeV}$ gilt, auch die Exponentialfunktion gegen eins geht und somit sind Protonen und Neutronen zu gleichen Teilen vertreten. Das ändert sich natürlich, wenn die Temperatur unter die Massendifferenz fällt. Dann nämlich verschiebt sich das Verhältnis immer mehr zugunsten der Protonen, bis schließlich die Reaktionen ab etwa $k_B T \simeq 0.8 \text{MeV}$ nur noch extrem langsam ablaufen und das Verhältnis "ausfriert".

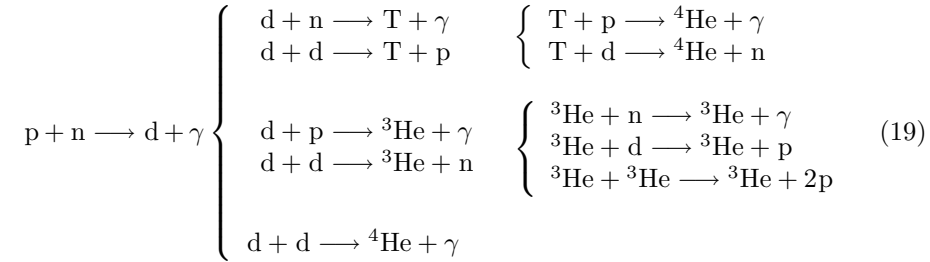
$$\frac{N_n}{N_p} \simeq \exp\left(-\frac{1.3 \text{MeV}}{0.8 \text{MeV}}\right) \simeq \frac{1}{5} \quad (17)$$

Es kommt also bei einer Temperatur des Universums von 0.8MeV , das passiert übrigens gemäß unserer Formel 12 bei $t \approx 6,25s$, nur noch ein Neutron auf jedes fünfte Proton. Aber die Neutronen werden durch den Neutronenzerfall noch weiter dezimiert.

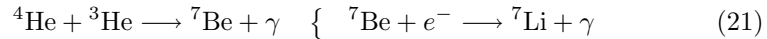


Die Halbwertszeit der Neutronen beträgt $t_{1/2} = 614s$, weshalb der Zerfall bis zum Zeitpunkt an dem das Verhältnis ausfriert noch keine große Rolle gespielt hat. Später jedoch wird auch dieser Prozess signifikant den Anteil der Neutronen verringern.

Gehen wir zunächst dazu über die Kernreaktionen, welche uns die leichten Elemente liefern, zu studieren:



Wie man sieht enden eigentlich alle Prozesse mit der Produktion von ${}^4\text{He}$. Aufgrund der hohen Bindungsenergie von Helium wird auch kaum welches wieder abgebaut. Lediglich die Prozesse (20) und (21) sind dazu noch, wenn auch nur in äußerst geringen Bruchteilen, da die Reaktionen, aufgrund einer hohen Coulombschwelle, nur sehr unwahrscheinlich ablaufen, in der Lage.



Auch Beryllium befindet sich nur für einige wenige Tage, bevor es wieder zu Lithium zerfällt, im frühen Universum. Weiter gibt es keine stabilen Atome mit Massenzahl 5 oder 8 und um ein ${}^{12}\text{C}$ zu bekommen bedürfte es einem ${}^4\text{He}$ Tripple-Stoß für den die Baryondichte zu diesem Zeitpunkt schon zu gering ist. Schwerere Elemente werden also erst, viel später, in den Sternen gebildet. 99,99% der Neutronen finden sich in Helium wieder und nur 2% aller Elemente sind schwerer als Helium, diese mussten jedoch fast alle einmal die beschriebene Entwicklung durchlaufen.

Zu allererst steht aber die Fusion eines Protons und eines Neutrons zu einem Deuterion an, dessen Bindungsenergie bei 2,2 MeV liegt. Doch selbst bei Temperaturen unter 2,2 MeV gibt es immer noch genügend Photonen mit genügend Energie um die Deuterionen wieder zu zerstören, da die weit auslaufende Planck-Verteilung auch Photonen mit sehr viel höherem Energiegehalt zulässt und die Anzahl der Photonen, die der Baryonen um 9 Größenordnungen übersteigt. Erst bei 0,1 MeV kommt schließlich die Reaktionskette in Gang, das bedeutet nach $t_{nuc} = 400s$.

Während dieser Zeit kommt es, wie bereits erwähnt, zu einem massiven Abbau von Neutronen durch die Zerfallsreaktion (18). Der Neutronen-Protonen-Quotient wird damit um den Faktor

$$\exp\left(-\frac{\ln 2 \cdot t_{nuc}}{t_{1/2}}\right) \quad (22)$$

geschmälert.

$$\implies \frac{N_n}{N_p} \simeq \frac{1}{5} \cdot \exp\left(-\frac{400s \cdot \ln 2}{614s}\right) \simeq \frac{1}{8} \quad (23)$$

Dieses Verhältnis beschränkt die Menge an Helium die sich bilden kann, da Helium 2 Neutronen pro Kern beinhaltet. Mit diesem Wissen lässt sich der Heliummassenanteil Y_P leicht berechnen. Unter der Annahme dass alle Neutronen in Helium gebunden wurden ergibt sich:

$$X_{4\text{He}} =: Y_P = \frac{4 \cdot n_{\text{He}}}{n_{\text{nukl}}} = \frac{4 \cdot \left(\frac{n_n}{2}\right)}{n_n + n_p} = \frac{2 \cdot \left(\frac{n_n}{n_p}\right)}{1 + \left(\frac{n_n}{n_p}\right)} = \frac{2 \cdot \frac{1}{8}}{1 + \frac{1}{8}} = 0.22 \quad (24)$$

Hierbei wird die Anzahl der Helium-4-Kernteilchen (4) mit der Anzahl an Heliumkernen multipliziert und durch die Gesamte Zahl an vorhandenen Nukleonen geteilt. Die Menge an Helium wird freilich durch das Vorkommen an Neutronen beeinflusst, da jeder Heliumkern 2 Neutronen benötigt, wie im zweiten Schritt angewendet. Schließlich findet man in diesem Quotienten, sobald man durch n_p teilt, das Neutronen/Protonen-Verhältnis, welches sich durch den Wert aus Gleichung (23) ersetzen lässt. Würde man etwas detaillierter an die Rechnung herangehen und beispielsweise exakt die Reaktionsraten oder auch die Expansion des Universums mit einfließen lassen, dann käme man auf einen etwas höheren Heliumanteil von 23% - 24%.

Die Reaktionen welche hier behandelt werden, sind der Kernphysik hinlänglich bekannt. Daher kann man für jedes der leichten Elemente eine zeitabhängige Massenhäufigkeit angeben wie sie in Abbildung 3 aufgetragen wurden. Andererseits

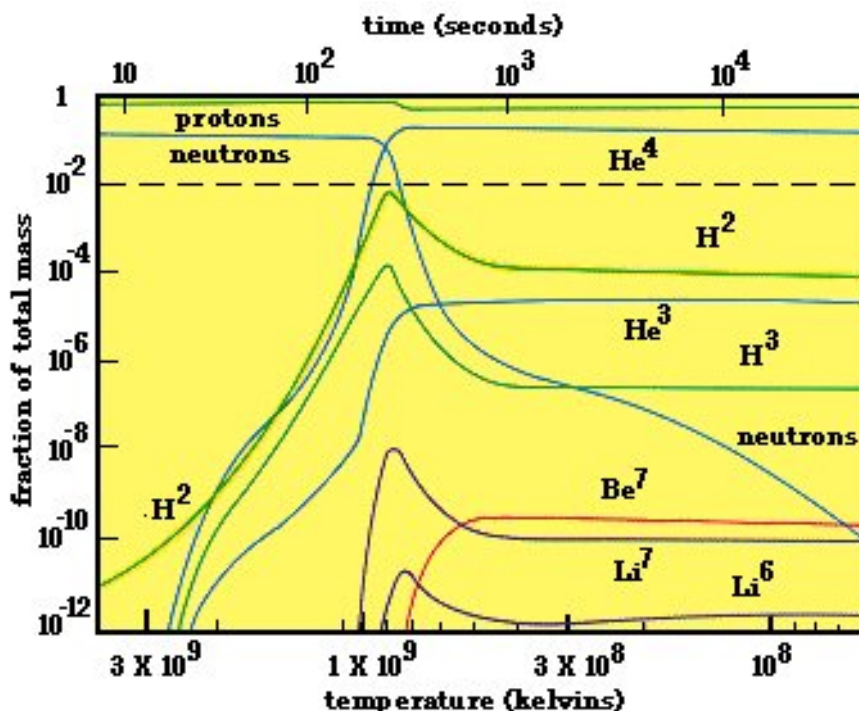


Abbildung 3: Zeitliche Entwicklung der Elementhäufigkeiten

ermöglicht ein Festhalten der Zeit, sagen wir bei abgeschlossenem Vorgang, eine

grafische Darstellung der Massenanteile gegen η welches, wie sich leicht einsehen lässt, als Quotient der Baryonen- und Photonendichte eine gewichtige Rolle im abschließenden Ergebnis aufweist. In beiden Grafiken sieht man, dass die Häufigkeiten 9-10 Größenordnungen umspannen, was auch die doppelt logarithmische Auftragung notwendig macht.

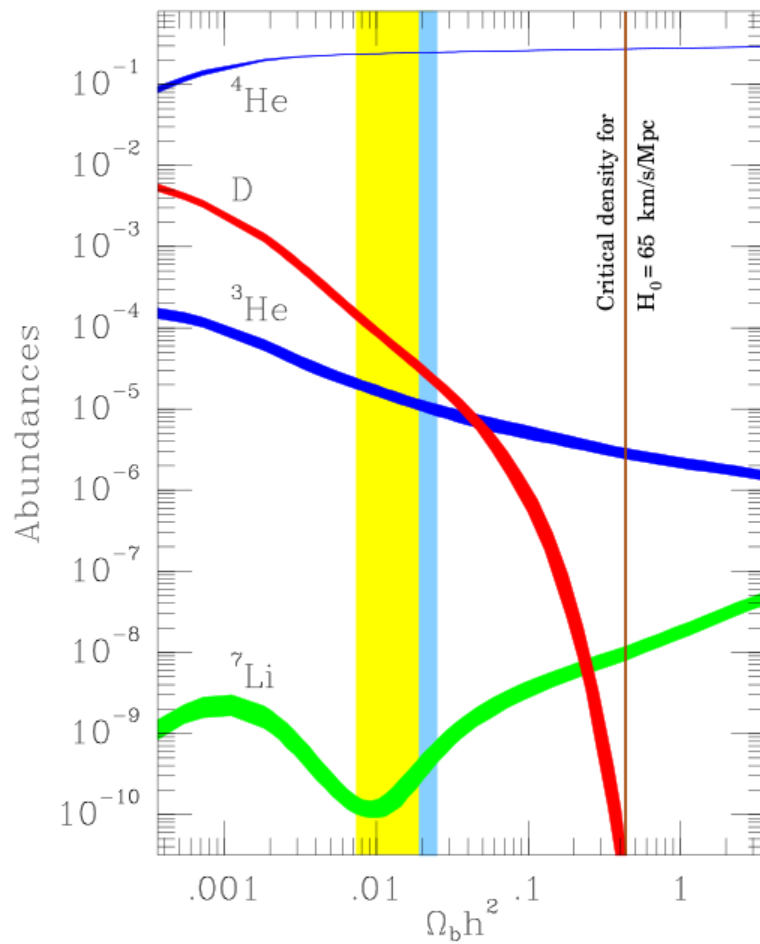


Abbildung 4: Primordiales Vorkommen der leichten Elemente in Abhängigkeit von η

2.3 Messung der Massenhäufigkeiten von Helium-4, Deuterium, Helium-3, Lithium und Vergleich mit der Theorie

Da alle Elemente einer mehr oder weniger starken chemischen Entwicklung unterliegen ist es notwendig tief in die Vergangenheit zu blicken, also sehr weit entfernte Objekte zu beobachten, bzw. mittels mathematischer Methoden auf frühere Zeiten Rückschlüsse zu ziehen, um die Häufigkeiten der leichten Elemente zu messen und damit die Theorie zu stützen.

Für die unterschiedlichen Stoffe haben sich im Laufe der Zeit verschiedene Verfahren entwickelt dies umzusetzen:

- **Helium-4** wird sowohl zu schwereren Teilchen fusioniert, wie auch aus Wasserstoff gebildet. Insgesamt nimmt die Helium-Häufigkeit langsam zu, was für all jene, welche Auskunft über die primordiale Anwesenheit von Helium-4 erhalten möchten eine gewisse Hürde darstellt.

Um trotzdem Aufschlüsse zu finden analysiert man das Emissionsspektrum von sogenannten HII-Regionen. HII-Regionen sind Wolken aus leuchtendem Gas, bestehend aus einem großen Anteil an ionisiertem Wasserstoff, welchem sie ihren Namen verdanken. Diese Objekte sind der Geburtsort neuer Sterne und teils so hell, dass sie mit bloßem Auge von der Erde aus zu erkennen sind.

Trägt man die Quotienten $[\text{He}/\text{H}]$ sowie $[\text{O}/\text{H}]$, welche man den Emissionsspektren einer Vielzahl von Wolken entnommen hat, gegeneinander auf (wie in Abbildung 5), erkennt man einen linearen Zusammenhang zwischen der Heliumhäufigkeit und der Metallizität in der Wolke. Extrapoliert man diesen Zusammenhang hin zu minimaler Metallizität, erhält man einen Wert für die Heliumhäufigkeit, wie er zu Zeiten vorlag, als so gut wie keine Sternentwicklung stattgefunden hat.

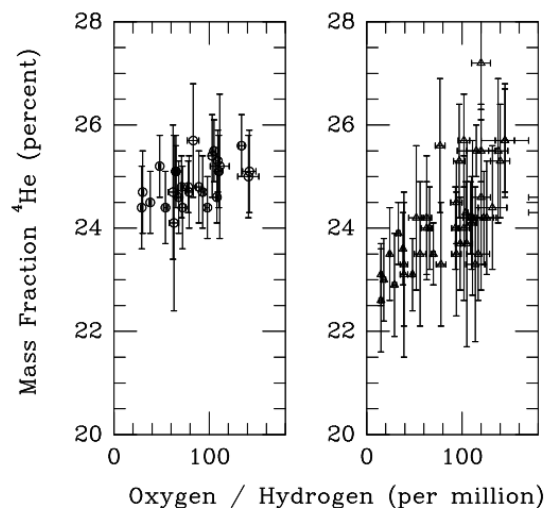


Abbildung 5: He-Häufigkeit in Abhängigkeit des Sauerstoffgehalts. Rechts Messungen von Olive und Steigman, links von Izotov

Die in Abbildung 5 gezeigten Datensätze ergaben nach der oben beschriebenen Methode folgende Resultate:

– links Izotov:

$$Y_P = 0.243 \pm 0.003(\text{stat}) \quad (25)$$

– rechts Olive und Steigman:

$$Y_P = 0.232 \pm 0.003(\text{stat}) \pm 0.005(\text{sys}) \quad (26)$$

Wobei (stat) einen statistischen Messfehler angeben soll und (sys) einen systematischen. Diese Messfehler sind bisweilen schwer unter Kontrolle zu bekommen und außerdem ist auch bisher noch umstritten wie groß sie tatsächlich sein sollten.

Trotzdem ist dieser Wert für Helium ganz gut in Übereinkunft mit dem vorhergesagten.

- **Deuterium** Im Gegensatz zu Helium hängt Deuterium sehr stark von der Baryondichte ab, was dessen Häufigkeit zu einem sensitiven Instrument zur Bestimmung letzterer macht und dadurch verstärkt in den Fokus der Kosmologie rückt. Auch kann Deuterium im Gegensatz zu Wasserstoff in astrophysikalischen Prozessen kaum gebildet werden, sondern wird in der Regel nur zerstört, daher lassen sich beobachtbare Deuteriumvorkommen auf den Urknall zurückführen.

Dazu wird das Absorptionsspektrum einer hochrot verschobenen dichten Wasserstoffwolke gegen das Licht eines Quasars gemessen. Sehr dominant erscheint natürlich die Lyman- α -Linie, unter Berücksichtigung der Rotverschiebung, bei $1216(1 + z_{\text{cloud}})\text{\AA}$. Für $z_{\text{cloud}} \approx 3 - 4$ finden wir sie also im sichtbaren Bereich vor, was für eine Beobachtung auf der Erde sehr zuträglich ist. Knapp daneben lässt sich, um $-0.33(1 + z)\text{\AA}$ zur Ly α -Linie verschoben, das entsprechende Absorptionsphänomen für das Wasserstoffisotop Deuterium orten.

Nicht alle Wasserstoffwolken zeigen sich hierfür geeignet, da, geschuldet durch die Allgegenwärtigkeit dieser Wolken, eine nicht zu vernachlässigende Gefahr existiert, dass eine weitere Wolke auf der Sichtlinie zum Quasar liegt und gerade die Deuterium-Linie imitiert, sodass ein verfälschtes Ergebnis auftritt. Auch kamen erst befriedigende Messungen zustande als ausreichend lichtstarke Teleskope und hochauflösende Spektographen, wie am Keck-Observatorium auf Hawai'i, zur Verfügung standen.

Dort ergaben die Messungen an zwei passenden Wasserstoffwolken den Wert:

$$[D/H] = (2.7 \pm 0.3) \cdot 10^{-5} \quad (27)$$

Da in den benutzten Wolken kaum Metallizität vorgefunden wurde, lässt sich ausschließen, dass bisher eine signifikante Menge an Deuterium abgebaut wurde, sodass die Messung direkt mit primordiales Deuterium in Verbindung gebracht werden kann.

Wie bereits erwähnt ist Deuterium ideal dazu geeignet aus dessen Häufigkeit die Baryondichte zu bestimmen. Man erhält:

$$\Omega_B = (0.022 \pm 0.004)h^{-2} \quad (28)$$

Dieses Resultat befindet sich in einigermaßen guter Übereinstimmung mit anderen Möglichkeiten die Baryondichte zu messen, wobei zu berücksichtigen ist, dass falls bessere Messungen in der Zukunft den Wert von $[D/H]$ anders bestimmen, sich auch die Baryondichte wieder ändern würde.

- **Helium-3** Der Umstand, dass sich Helium-3 und Helium-4 sehr ähnlich verhalten, erschwert das Auffinden von Helium-3 erheblich, während bei Helium-4 der geringe Bruchteil gar keine Rolle spielt. Außerdem unterliegt Helium-3 stärker als die anderen behandelten Stoffe einer heftigen chemischen Entwicklung.

Wie auch bei anderen Elementen, z.B. Sauerstoff, vermutete man auch für Helium-3 einen Zusammenhang zwischen dem Abstand zum galaktischen Zentrum und der Elementhäufigkeit, aus dem man schließlich eine Schlussfolgerung für das Auftreten von Helium zu frühester Zeit ziehen könnte (Abbildung 6).

Zwar besagt die Theorie, dass mit fortschreitender stellarer Entwicklung

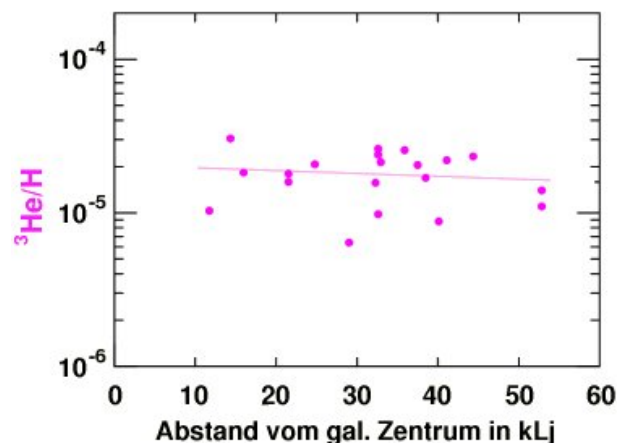


Abbildung 6: Heliumhäufigkeit gegen den Abstand vom galaktischen Zentrum

die Heliumhäufigkeit zunehmen sollte, die realen Messungen nach oben beschriebenem System ergeben aber einen konstanten Heliumwert und zeigen viel mehr, dass die Entwicklung von Helium-3 bisher noch nicht genau verstanden wurde.

Zumindest taugt die Auftragung um eine vernünftige Obergrenze zu erhalten:

$$[H/{}^3\text{He}] = (1.1 \pm 0.2) \cdot 10^{-5} \quad (29)$$

Diese hält, dem Vergleich mit der Theorie durchaus Stand (siehe Abb. 7).

- **Lithium** Die Lithiumkonzentration wird an besonders alten, metallarmen Sternen überprüft, welche sich in den Halos von Galaxien finden, die sogenannten Population II Sterne. Unter einem Halo versteht man einen kugelförmigen Bereich, dessen Oberfläche Kugelsternhaufen und einzelne

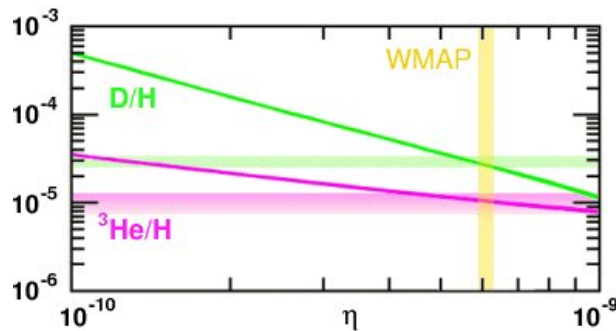


Abbildung 7: Vergleich von Theorie und Messung für Deuterium und Helium-3

alte Sterne beheimatet, während in der Mitte eine Galaxie eingebettet ist. Die Messungen zeigen auf, dass die Lithiumkonzentration bei geringer Metallizität, der Sterne, nicht von dieser Abhängt, sodass man einen guten Wert erhalten sollte:

$$[Li/H] = (1.23 \pm 0.06) \cdot 10^{-10} \quad (30)$$

Hier stoßen wir auf die bisher größte Diskrepanz zwischen Theorie und Praxis, da der vorhergesagte Wert doppelt bis dreimal so groß ist ($[Li/H] = (5 \pm 2) \cdot 10^{-10}$). Es muss allerdings betont werden, dass dieses Problem, dessen Ursache bisher noch nicht entdeckt wurde, eher noch eine Angelegenheit der Feinabstimmung darstellt. Die Tatsache, dass die Größenordnung korrekt ist, sowie dass sich Theorie und Messung, wie in Abbildung 8 schneiden, stellt durchaus einen Erfolg dar.

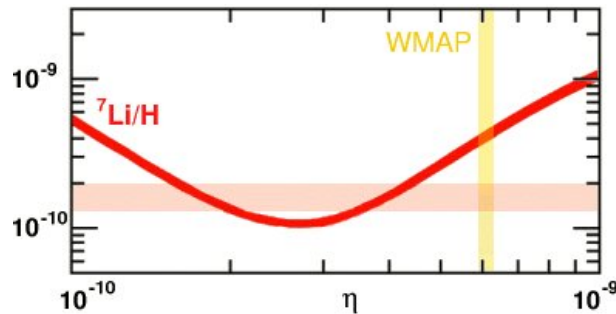


Abbildung 8: Vergleich von Theorie und Messung für Lithium

3 Resumée

Die gut mit der Theorie der Urknall-Nukleosynthese übereinstimmenden Messungen stützen ein kosmologisches Modell mit einem dichten und heißen Anfang und festigen den Status der Nukleosynthese als einen der Eckpunkte dieses Modells. Besonders die gute Übereinstimmung der Baryonendichte aus Messungen, denen diese Theorie zugrunde liegt, mit anderen Messmethoden belegt dies. Es

eröffnete sich daraus eine wertvolle Zusammenarbeit zwischen der Kosmologie und der Teilchenphysik.

Außerdem ergeben sich einige weitreichende Schlüsse für die gesamte Naturwissenschaft. Zum Beispiel lässt sich schließen, dass die baryonische Masse nicht genügt um die gesamte Masse im Universum zu erklären. Da nämlich für das Universum eine sehr geringe Raumkrümmung gemessen wurde muss gemäß der Einsteingleichung die gesamte Dichte nahezu gleich der kritischen Dichte sein. Abzüglich Strahlungsdichte, Vakuumenergiedichte usw. stellen aber die Baryonen bei weitem nicht genügend Masse zur Verfügung, sodass wir annehmen dass es sich bei der übrigen fehlenden Masse um dunkle Materie handelt. Auch die Baryonische Masse ist zum großteil von uns noch unentdeckt da die für uns sichtbare leuchtende Materie auch hierfür nicht genügt.

Weiter ergibt sich auch eine interessante Aussage über die Anzahl an Neutrino-Spezies. Neutrinos sind relativistische Teilchen, deren Sortenanzahl Einfluss auf die Geschwindigkeit der Expansion des Universums hat. Gebe es also statt drei, vier Sorten müsste sich der Raum schneller ausdehnen als wir das in unseren Berechnungen angenommen haben und es käme früher zu einer Bildung von Deuterium und die Vorhersagen könnten nicht mehr mit den Messungen übereinstimmen. Somit kann man sich auf drei Neutrinosorten festlegen.

Literatur

- [1] Wolfgang Gebhardt, Skript zur Vorlesung Kosmologie WS 06/07
- [2] David N. Schramm / Michael S. Turner, Big-Bang Nucleosynthesis - Enters the Precision Era (FERMILAB-PUB-97 / 186-A , astro-ph/9706069)
- [3] Andrew Liddle, An Introduction to Modern Cosmology, 2nd Edition, Wiley, 2007
- [4] A.Weigert / H.J.Wendker / L.Wisotzki, Astronomie und Astrophysik, 4.Auflage, Wiley-VCH, 2005