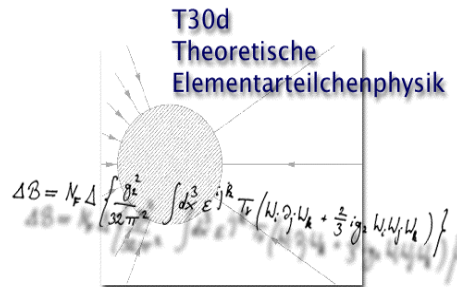


Physik-Department
Technische Universität München
Lehrstuhl für Theoretische Elementarteilchen-Physik T30d



Nukleosynthese

Die Entstehung der Elemente im Universum

Thomas Meyer
3. Oktober 2002

Prüfer: Prof. Dr. Manfred Lindner

Schriftliche Hausarbeit im vertieft studierten Fach Physik gemäß
LPO I, § 30 (1) Nr.2
für die Zulassung zur Ersten Staatsprüfung für das Lehramt an Gymnasien.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Urknallnukleosynthese	3
1.1 Die Häufigkeitsverteilung der Elemente	3
1.2 Primordiale Nukleosynthese	5
1.2.1 Das Neutron-Proton-Gleichgewicht	6
1.2.2 Synthese der leichten Elemente	8
1.2.3 Vorhersagen und Beobachtungen	9
1.2.4 Fazit und Alternativen	14
1.3 Spallation im interstellaren Medium	16
2 Nukleosynthese bei der Fusion in Sternen	19
2.1 Das Wasserstoffbrennen	20
2.1.1 Die pp-Ketten	20
2.1.2 Der CNO-Zyklus	23
2.1.3 Ergebnisse für die Nukleosynthese	25
2.2 Das Heliumbrennen	28
2.2.1 Der 3α -Prozeß	29
2.2.2 Die Produktion des dritthäufigsten Elements: ^{16}O	30
2.2.3 Die Bedeutung für die Nukleosynthese	32
2.3 Das Kohlenstoffbrennen	35
2.3.1 Beteiligte Reaktionen beim Kohlenstoffbrennen	36
2.3.2 Nukleosynthese beim explosiven Kohlenstoffbrennen . . .	37

2.3.3	Nukleosynthese beim hydrostatischen Brennen	41
2.3.4	Die Neon-Photodissoziation	43
2.4	Das Sauerstoffbrennen	45
2.4.1	Kernprozesse beim Sauerstoffbrennen	45
2.4.2	Nukleosynthese im explosiven Sauerstoffbrennen	45
2.4.3	Nukleosynthese im hydrostatischen Brennen	48
2.5	Das Siliziumbrennen	50
2.5.1	Die Siliziumphotodissoziation	50
2.5.2	Nukleosynthese im explosiven Siliziumbrennen	52
2.5.3	Nukleosynthese beim hydrostatischen Brennen	56
2.6	Zusammenfassung und Ausblick	58
3	Nukleosynthese durch Neutroneneinfänge	63
3.1	Der langsame Neutroneneinfang	63
3.1.1	Die klassische Theorie des s-Prozesses	63
3.1.2	Der Ort des s-Prozesses	68
3.2	Der schnelle Neutroneneinfang	71
3.2.1	Der klassische Ansatz	71
3.2.2	Alternativen zum klassischen Ansatz	75
3.2.3	Der Protoneneinfang	76
	Schluß	79
	Literaturverzeichnis	81
	Erklärung	83

Abbildungsverzeichnis

1.1	Solare Häufigkeitsverteilung der Elemente	3
1.2	Primordiale Elementverteilung	9
1.3	Primordiale ^4He - und Deuteriumhäufigkeit	10
1.4	Primordiale ^7Li -Häufigkeit	12
1.5	Abhängigkeit von den Neutrinofamilien	13
1.6	Überblick über die Vorhersagen	14
1.7	Elementverteilung in kosmischer Strahlung	17
2.1	CNO-Zyklus vs. pp-Ketten	23
2.2	Die CNOF-Zyklen	25
2.3	Isotopentwicklung beim H-Brennen	26
2.4	Erträge des H-Brennens	27
2.5	Niveauschema	30
2.6	Die Produktion von ^{12}C und ^{16}O	31
2.7	Isotopentwicklung beim He-Brennen	32
2.8	Erträge des Heliumbrennens für niedrige Massenzahlen	33
2.9	Erträge des Heliumbrennens für hohe Massenzahlen	35
2.10	Isotopentwicklung beim explosiven C-Brennen	38
2.11	Erträge des explosiven C-Brennens für niedrige Massenzahlen	38
2.12	Erträge des explosiven C-Brennens für hohe Massenzahlen	39
2.13	Ausschnitt aus der Nuklidkarte	40
2.14	Erträge des hydrostatischen C-Brennens für niedrige Massenzahlen	42
2.15	Erträge des hydrostatischen C-Brennens für hohe Massenzahlen	43

2.16	Erträge des explosiven O-Brennens	46
2.17	Bindungsenergie pro Nukleon	51
2.18	Elementhäufigkeiten beim e-Prozeß	52
2.19	Erträge beim e-Prozeß	54
2.20	Elementhäufigkeiten beim α -reichen Ausfrieren	55
2.21	Erträge beim α -reichen Ausfrieren	56
2.22	Zwiebelschalenstruktur	60
3.1	Elementverteilung ab Eisen	64
3.2	Wirkungsquerschnitt für Neutroneneinfang	66
3.3	Die σX -Kurve	67
3.4	Schema einer Verzweigung im s-Prozeß	68
3.5	Räumliche Ausdehnung der Heliumbrennphase	69
3.6	Neutronendichte und Temperaturverteilung	70
3.7	r-Prozeß-Elementverteilung	72
3.8	r- und s-Prozeß-Pfad in der Nuklidkarte	74
3.9	σX -„Kurve“ von r-Prozeßnukliden	75
3.10	Elementhäufigkeiten eines dynamischen r-Prozesses	76
3.11	Kreislauf der Elemente	79

Einleitung

Woher kommen wir? Das ist eine Frage, welche sich die Menschen seit Urzeiten stellen - und zwar nicht nur Philosophen und Theologen. Auch die Wissenschaft beschäftigt sich mit diesem Thema.

In der Antike war der Glaube weit verbreitet, die Welt sei aus den 4 Elementen Feuer, Wasser, Erde und Luft aufgebaut. Im Laufe der Zeit entdeckten die Wissenschaftler dann, daß wir und unsere Welt aus Atomen aufgebaut sind, von denen in der Natur 94 verschiedene vorkommen. Die Frage „Woher kommen wir“ bekommt damit eine völlig neue Bedeutung: Woher stammt die Materie, aus der wir bestehen?

Als man Modelle für die Bildung des Sonnensystems und damit der Planeten aufstellte, wußte man zwar, wie die Erde entstanden ist, konnte aber damit nicht die Herkunft der Materie erklären. Erst mit der Entdeckung der Expansion des Universums durch Hubble 1929 wandelte sich der Gedanke des ewig existierenden statischen Universums dahingehend, daß man annahm, der Kosmos sei durch den Urknall geboren worden. Dies öffnete den Weg für erste Szenarien der Entstehung der Elemente. So schlugen Anfang der Dreißiger Jahre Mayer und Teller vor, daß sich gleich nach dem Urknall Polyneutronenklumpen gebildet hätten, welche dann die Quelle für die gesamten Elemente wären.

Es hat sich jedoch als nicht haltbar erwiesen, daß alle Kerne aus dem Urknall stammen. So findet sich in Meteoriten aus der Anfangszeit unseres Sonnensystems das radioaktive Element ^{244}Pu , welches eine Halbwertszeit gegen α -Zerfall von $\tau_\alpha = 8,26 \cdot 10^7$ Jahren besitzt. Wäre Plutonium im Urknall gebildet worden, so müßte die ursprüngliche Häufigkeit die des Sonnensystems um einen Faktor von 10^{38} übertreffen. Ähnlich verhält es sich mit Uran. Um das heutige Isotopenverhältnis zu erklären, müßte zu Zeiten des Urknalls gelten: $\frac{^{235}\text{U}}{^{238}\text{U}} \approx 10^3$. Da die beiden Nuklide aber ähnliche Massenzahlen und Neutron-Proton-Verhältnisse besitzen, wäre eine solche Diskrepanz äußerst ungewöhnlich.

Als 1938 Bethe und von Weizsäcker entdeckten, daß die Energieproduktion in Sternen durch Fusionsreaktionen gewährleistet wird, war der Ausschlag dafür gegeben, die Nukleosynthese im Zusammenhang mit der Evolution der Sterne zu betrachten. Chandrasekhar stellte die Hypothese auf:

„Apart from secondary effects of minor importance, the transmutation of elements is the entire cause of the presence of all elements in the stars; they are all being synthesized continually in the stars which are assumed to have started as pure masses of hydrogen; further, transmutations are the only source of stellar energy.“

Die immer präziseren astronomischen Beobachtungen von Sternspektren lieferten dann Beweise dafür, daß Sterne Produktionsstätten von Materie sind. Die Emissionslinien „kurz“lebiger radioaktiver Isotope wie z. B. Technetium oder Aluminium legten nahe, daß sie erst vor kurzem gebildet worden sind und nicht aus dem Urknall stammen können.

So entwickelte sich nach und nach ein immer präziseres Bild der Entstehung der Elemente – der Nukleosynthese. Heute nimmt man an, daß die Nukleosynthese hauptsächlich nach vier Mechanismen abläuft.

Ausgangspunkt für alle Theorien ist die beobachtete solare Häufigkeitsverteilung der Elemente. Diese wird zu Beginn dieser Arbeit vorgestellt und bzgl. Herkunft und Merkmalen diskutiert. Sie wird dann immer wieder herangezogen, um die Vorhersagen der einzelnen Theorien der Elemententstehung zu kontrollieren.

Die ersten Elemente entstanden direkt nach dem Urknall – allerdings nur die leichtesten wie Wasserstoff, Helium und Spuren von Lithium. Dies wird im 1. Kapitel ausführlich erläutert. Zugrundegelegt wird dabei das Standardmodell der Kosmologie. Die Erzeugung von Lithium, Beryllium und Bor durch Spallationsreaktionen im interstellaren Medium wird ergänzend betrachtet.

Die mittelschweren Elemente bis zum Eisen entstanden (und entstehen noch immer) bei Fusionsprozessen in Sternen. Die dabei ablaufenden sukzessiven Brennphasen vom Wasserstoffbrennen an bis hin zu einer evtl. Supernova werden in Kapitel 2 diskutiert, v. a. hinsichtlich ihrer Bedeutung für die Nukleosynthese.

Die schweren Elemente schließlich stammen aus Neutroneneinfangprozessen. Dabei wird zwischen langsamen und schnellen Reaktionen bzgl. der Betazerfallszeiten unterschieden. Dies wird in Kapitel 3 untersucht und vollständigheitshalber wird der Protoneneinfang vorgestellt. Jedoch stecken dafür die Erklärungsversuche noch in den Kinderschuhen. Ergänzend zu diesen anerkannten Theorien werden auch alternative und umstrittene Vorschläge kurz angeschnitten. Der interessierte Leser sei aber zur Vertiefung auf die entsprechende Spezialliteratur verwiesen.

Kapitel 1

Urknallnukleosynthese

1.1 Die Häufigkeitsverteilung der Elemente

Bevor sinnvolle Theorien über Nukleosynthese aufgestellt werden können, ist es nötig, über die Häufigkeitsverteilung der Elemente im Universum bescheid zu wissen. Diese muß dann immer wieder zur Kontrolle der Vorhersagen herangezogen werden. Abbildung 1.1 zeigt die Elementhäufigkeiten aufgetragen gegen die Massenzahl A .

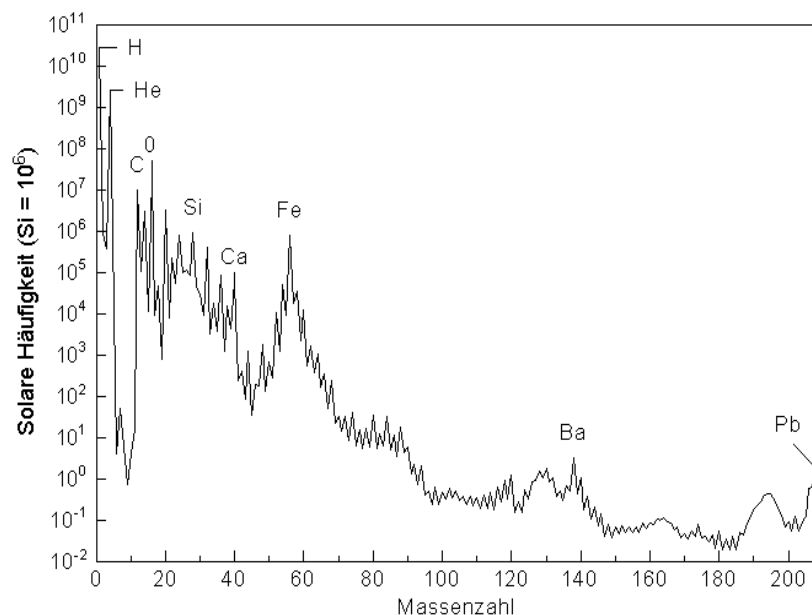


Abbildung 1.1: Häufigkeitsverteilung der Elemente im Sonnensystem relativ zur Siliziumhäufigkeit, die willkürlich auf 10^6 festgelegt wurde. [29]

Die einzelnen Werte der Nuklide wurden dabei nach mehreren Methoden gemessen:

- Emissionslinien, v. a. im fernen UV-Bereich von Sternen, planetarischen Nebeln und HII-Regionen. Diese liefern Aussagen über die Zusammensetzung der Photosphäre und der Korona sowie heißer Gase. Sie erlauben aber keinen Einblick ins Sterninnere.
- Absorptionslinien (Fraunhoferlinien) im optischen Wellenlängenbereich sowie im Infraroten. Untersucht wird hauptsächlich kalte interstellare Materie, wodurch Isotopverhältnisse von neutralen Atomen sowie den Bestandteilen einfacher Moleküle wie CH, CN, CO, OH oder MgH gewonnen werden.
- Sonnenwind und Helioseismologie. Durch Ionenzähler auf Satelliten und Metallfolien auf dem Mond wird der Sonnenwind analysiert und so die Zusammensetzung der äußersten Sonnenregionen bestimmt. Die Helioseismologie erlaubt Aussagen über den Heliumanteil im Sonneninneren.
- Messungen direkt auf der Erde. Auf den ersten Blick ist unser Heimatplanet am besten zur Untersuchung der Häufigkeitsverteilung der Elemente geeignet, da die Materie direkt zugänglich ist. Allerdings sind durch erdgeschichtliche Segregationsvorgänge die Nuklide nicht gleichverteilt, sondern in bestimmten Schichten der Erde angereichert worden. So läßt sich die Erde von innen nach außen in unterschiedliche Bereiche einteilen. Der Kern besteht hauptsächlich aus Eisen und Nickel bzw. Eisensulfiden. Der Mantel enthält überwiegend Eisen und Magnesiumsilikate und die Kruste besteht in tieferen Lagen größtenteils aus Aluminiumsilikaten („SIAL“, Granit), darüber aus Magnesiumsilikaten („SIMA“, Basalt). An der Oberfläche ist dann noch die Hydrosphäre und die Atmosphäre vorhanden. Seismische Methoden erlauben nun Aussagen über die Dichte und die Dicke der entsprechenden Schichten. Absolute Mengenangaben für die einzelnen Elemente sind aber schwierig. Gut zu messen ist jedoch das Isotopenverhältnis der Elemente, v. a. in der Hydrosphäre, Atmosphäre und den oberen Gesteinslagen. Vulkangesteine und Tiefengesteine erlauben auch die Untersuchung tieferliegender Schichten. Berücksichtigt werden müssen aber bekannte Isotopanreicherungsmechanismen wie Radioaktivität und Fraktionierung z. B. von Deuterium im Meerwasser.

- Massenspektroskopische Untersuchung von Meteoriten. Sie stammen aus unserem Sonnensystem und werden in drei Klassen eingeteilt: Stein-, Stein-Eisen- und Eisenmeteorite mit jeweils weiteren Unterteilungen. Meist werden zur Untersuchung kohlige Chondriten (Steinmeteorit) herangezogen, da sie eine gleichmäßige Elementverteilung aufweisen und die Werte bestätigen konnten, die aus Spektraluntersuchungen der Sonne gewonnen wurden. Man vermutet, daß sie Bruchstücke größerer Asteroiden sind und daher die Zusammensetzung der Urmaterie unseres Sonnensystems widerspiegeln. Die Meteoriten haben aber auch gezeigt, daß in Sternen die leichten Elemente Lithium, Beryllium und Bor sowie Deuterium deutlich abgereichert bzw. zerstört werden. Und durch Isotopanomalien in den verschiedenen Meteoritenarten fand man Hinweise auf verschiedene Syntheseprozesse der Elemente, d. h. die Materie ist nicht durch einen einzigen Mechanismus entstanden. Eine sehr ausführliche Übersicht über die diversen Meßmethoden gibt [3, S. 46ff]

Da alle obigen Messungen nur Aussagen über unser Sonnensystem bzw. benachbarte Sterne erlauben, wir aber universelle Modelle der Nukleosynthese entwickeln wollen, nimmt man an, daß aufgrund der Isotropie des Universums die solare Häufigkeitsverteilung repräsentativ für den ganzen Kosmos ist.

Betrachtet man die gewonnene Verteilung genauer, so stechen einige Merkmale ins Auge:

- insgesamt exponentieller Abfall der Häufigkeiten mit der Massenzahl
- deutliche Lücke bei Lithium, Beryllium und Bor
- ausgeprägter Eisenpeak
- Massenzahlen, die ein Vielfaches von 4 sind (Alphakerne), sind häufiger als Nachbarkerne
- scharfe Peaks bei Barium und Blei mit vorausgehendem breiteren Peak

Eine Theorie über die Entstehung der Elemente muß diese Charakteristika schlüssig erklären können.

1.2 Primordiale Nukleosynthese

Nach ersten Ideen zur Bildung der Elemente nach dem Urknall gelang Gamow 1946 ein erster Fortschritt. Er verwendete nur die Anfangsbedingungen des

Urknalls und steckte keine weiteren Parameter in das Standardmodell der Kosmologie. Allerdings glaubte er noch, alle Elemente seien so entstanden. Hayashi beschrieb dann 1950 Neutron-Proton Gleichgewichtsprozesse zur Erzeugung der leichten Kerne. Erst 1966 berechneten dann Alpher et al. die ^4He -Synthese richtig. (In diesem Zusammenhang sagten sie auch die kosmische Mikrowellenhintergrundstrahlung *vor* deren Entdeckung vorher.) Später wurden diese Voraussagen aufgrund besserer Kenntnis der Kernreaktionsraten der beteiligten Nukleonen immer mehr verfeinert. An der Theorie der Abläufe bei der Standardurknallnukleosynthese hat sich jedoch nichts mehr verändert.

1.2.1 Das Neutron-Proton-Gleichgewicht

Will man die Häufigkeiten von Nukliden bei der Urknallnukleosynthese berechnen, so ist es wichtig zu wissen, in welchem Verhältnis zueinander die Neutronen und Protonen – also die Kernbausteine – vorliegen.

Für die Entstehung der Elemente ist eine Betrachtung erst ab etwa 10^{-2} s nach dem Urknall interessant. Zu diesem Zeitpunkt ist das Quarkconfinement beendet, die Quarks sind also in Protonen und Neutronen gebunden. Zusätzlich vorhanden sind noch Elektronen und Positronen sowie (vermutlich) drei Neutrinofamilien und ihre jeweiligen Antineutrinos. Zahlenmäßig am häufigsten sind die Photonen. Das Verhältnis η von baryonischer Materie zu Photonen beträgt etwa 10^{-10} bis 10^{-9} .

Die Temperatur liegt zu diesem Zeitpunkt bei etwa 10^{11} K (Für den Zusammenhang zwischen Temperatur T und Weltalter t [in s] gilt: $k_B T = 0,8 t^{-1/2}$ MeV). Die Neutronen und Protonen sind im thermodynamischen Gleichgewicht über folgende Gleichgewichtsreaktionen:



Das Verhältnis von Neutronen zu Protonen $\frac{N_n}{N_p}$ erhält man aus der Ratengleichung für die relative Häufigkeit X_n der Neutronen mit $X_n = \frac{N_n}{N_n + N_p}$:

$$\frac{dX_n}{dt} = -\lambda_{n \rightarrow p} X_n + \lambda_{p \rightarrow n} X_p \quad (1.4)$$

Für die relative Häufigkeit der Protonen gilt einfach $X_p = 1 - X_n$, weshalb man keine eigene Ratengleichung für die Protonen benötigt. Im Gleichgewicht gilt nun $\frac{dX_n}{dt} = 0$ und die Lösung von (1.4) ist einfach $X_n = \frac{\lambda_{p \rightarrow n}}{\lambda_{p \rightarrow n} + \lambda_{n \rightarrow p}}$.

Die Übergangsraten $\lambda_{n \rightarrow p}$ und $\lambda_{p \rightarrow n}$ sind schwer zu berechnen, aber für ihr Verhältnis gilt wegen $\exp\left(\frac{Q}{k_B T}\right) \approx 1$ [6, S. 190]:

$$\frac{\lambda_{p \rightarrow n}}{\lambda_{n \rightarrow p}} \approx \exp\left(-\frac{Q}{k_B T}\right) \cdot \frac{C \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\left(1 - \frac{m_e^2}{(Q+q)^2}\right)^{1/2} (Q+q)^2 q^2}{\left[1 + \exp\left(-\frac{q}{k_B T}\right)\right] \left[1 + \exp\left(+\frac{q}{k_B T}\right)\right]} dq}{C \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\left(1 - \frac{m_e^2}{(Q+q)^2}\right)^{1/2} (Q+q)^2 q^2}{\left[1 + \exp\left(+\frac{q}{k_B T}\right)\right] \left[1 + \exp\left(-\frac{q}{k_B T}\right)\right]} dq} = \exp\left(-\frac{Q}{k_B T}\right)$$

Und somit ergibt sich als Lösung der Ratengleichung (1.4):

$$X_n = \left(1 + \exp\left(\frac{+Q}{k_B T}\right)\right)^{-1} \quad (1.5)$$

wobei $Q = \Delta mc^2 = 1,293 \text{ MeV}$ aus dem Massenunterschied von Neutron und Proton resultiert.

Man erkennt, für $T \rightarrow \infty$ gilt $X_n \rightarrow 1/2$. Das Verhältnis $\frac{N_n}{N_p}$ muß also für sehr hohe Temperaturen nicht vorausgesetzt werden, sondern ergibt sich automatisch zu $\frac{N_n}{N_p} \simeq 1$.

Fällt nun mit zunehmendem Weltalter die Temperatur weiter ab, so verschiebt sich das Neutron-Proton-Gleichgewicht immer mehr zugunsten der Protonen gemäß Gleichung (1.5). Etwa 1 Sekunde nach dem Urknall ist die Teilchendichte soweit gesunken, daß die Neutrinos von der Materie entkoppeln und die Positronen mit den Elektronen zerstrahlen. Zu diesem Zeitpunkt beträgt die Temperatur etwa $T = 0,8 \text{ MeV}$ (multipliziert man die Temperatur mit der Boltzmannkonstante k_B , so erhält man als Einheit Energie. In vereinfachender Schreibweise wird die Temperatur dann direkt als Energie angegeben).

Die Gleichgewichtsreaktionen (1.1) bis (1.3) finden aufgrund fehlender Reaktionspartner nicht mehr statt, daher friert das Neutron-Proton-Verhältnis aus. Sein Wert ergibt sich mittels $X_n^{freeze} := X_n(0,8 \text{ MeV}) = 0,1640 \simeq \frac{1}{6}$ zu $\frac{N_n}{N_p} \simeq \frac{1}{5}$.

Da die Neutronen instabil sind ($\tau_n = 898 \pm 16 \text{ s}$), zerfallen sie nach (1.3) in Protonen. Ihre relative Häufigkeit berechnet sich nun nach dem Zerfallsgesetz zu:

$$X_n(t) = X_n^{freeze} \exp\left(-\frac{t}{\tau_n}\right) \quad (1.6)$$

Zum Zeitpunkt der Heliumsynthese etwa vier Minuten nach dem Urknall ist demnach X_n auf $X_n \approx \frac{1}{8}$ gefallen, was für das Neutron-Proton-Verhältnis einen Wert von $\frac{N_n}{N_p} \simeq \frac{1}{7}$ bedeutet. Diesen Wert werden wir im nächsten Kapitel für die Abschätzung der ^4He -Häufigkeit verwenden.

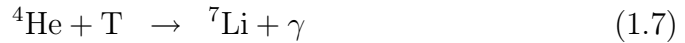
1.2.2 Synthese der leichten Elemente

Nach dem Ausfrieren des Neutron-Proton-Verhältnisses könnte eigentlich die Synthese von Deuterium beginnen. Auch die Temperatur ist dann bereits unter die Bindungsenergie von Deuterium von $E_D = 2,22 \text{ MeV}$ gefallen, aber im hochenergetischen Maxwellschwanz gibt es genügend Photonen (aufgrund $\eta \simeq 10^{-10}$), die das entstehende Deuterium sofort wieder aufspalten. Es stellt sich so eine Gleichgewichtsreaktion zwischen Neutronen, Protonen und Deuterium ein: $p + n \leftrightarrow D + \gamma$. Die relative Häufigkeit von Deuterium beträgt nur $X_D \simeq 10^{-12}$. Auch für noch schwerere Kerne lassen sich Gleichgewichtshäufigkeiten angeben, aber sie sind verschwindend klein: $X_{3\text{He}} \simeq 10^{-23}$ und $X_{4\text{He}} \simeq 10^{-28}$.

Ist nach etwa 100 Sekunden die Temperatur unter $T = 0,08 \text{ MeV}$ gesunken, setzt die *effektive* Bildung von Deuterium ein ($X_D > 0,1$). Dieses wird dann in verschiedenen Reaktionen in ^4He umgewandelt:

$$p + n \rightarrow D + \gamma \quad \left\{ \begin{array}{l} \begin{array}{l} D + n \rightarrow T + \gamma \\ D + D \rightarrow T + p \end{array} \quad \left\{ \begin{array}{l} T + p \rightarrow \underline{^4\text{He}} + \gamma \\ T + D \rightarrow \underline{^4\text{He}} + n \end{array} \right. \\ \begin{array}{l} D + p \rightarrow \text{}^3\text{He} + \gamma \\ D + D \rightarrow \text{}^3\text{He} + n \end{array} \quad \left\{ \begin{array}{l} \text{}^3\text{He} + n \rightarrow \underline{^4\text{He}} + \gamma \\ \text{}^3\text{He} + D \rightarrow \underline{^4\text{He}} + p \\ \text{}^3\text{He} + \text{}^3\text{He} \rightarrow \underline{^4\text{He}} + 2p \end{array} \right. \\ D + D \rightarrow \underline{^4\text{He}} + \gamma \end{array} \right.$$

Aufgrund der hohen Bindungsenergie von ^4He laufen diese Reaktionen sehr schnell ab und es werden 99,99% der Neutronen in ^4He gebunden. Da kein stabiler Kern mit Massenzahl 5 bzw. 8 existiert, kann ^4He kaum zu anderen Elementen fusioniert werden, außer durch die beiden Reaktionen



Wobei das Beryllium aus Gleichung (1.8) zum Zeitpunkt der Rekombination ca. 100000 Jahre nach dem Urknall über Elektroneneinfang zu ^7Li zerfällt.

Aufgrund der höheren Coulombschwelle sind die Wahrscheinlichkeiten für die Reaktionen (1.7) und (1.8) sehr gering, so daß die relative Häufigkeit von ^7Li um neun Größenordnungen kleiner ist als die von ^4He . Um die Stabilitätslücke bei 5 und 8 zu überwinden, käme der 3α -Prozeß in Frage: $3 \text{}^4\text{He} \rightarrow \text{}^{12}\text{C}$. Aufgrund zu geringer Teilchendichten findet dieser Prozeß allerdings nicht statt und ist dem Heliumbrennen im Sterninneren vorbehalten (vgl. Kap 2.2).

Aufgrund der Expansion des Universums ist die Teilchendichte bereits nach 30 Minuten so weit gesunken, daß die primordiale Nukleosynthese stoppt. Spuren von Deuterium und Tritium (welches mit einer Halbwertszeit von 12,2 a zu ^3He zerfällt) sowie ^3He sind noch übrig. Außerdem überstehen all diejenigen Protonen (als ^1H) die primordiale Nukleosynthese, die keine Neutronen als Reaktionspartner gefunden haben.

Da praktisch alle Neutronen in ^4He gebunden sind, kann man dessen relative Häufigkeit abschätzen:

$$X_{^4\text{He}} =: Y_P = \frac{4 \cdot N_{^4\text{He}}}{N_{\text{Nukl}}} = \frac{4 \cdot \left(\frac{N_n}{2}\right)}{N_n + N_p} = \frac{2 \cdot \frac{N_n}{N_p}}{1 + \frac{N_n}{N_p}} \simeq \frac{2 \cdot \frac{1}{7}}{1 + \frac{1}{7}} = \underline{\underline{0,25}}$$

Y_P ist ein Ausdruck der beobachtenden Astronomen, der Index P steht dabei für „Primordial“.

Diese Abschätzung stimmt äußerst gut mit den Beobachtungen überein. Gerade für ^4He wurden Messungen auch außerhalb unserer Milchstraße vorgenommen, welche dieses Ergebnis bestätigen.

1.2.3 Vorhersagen und Beobachtungen

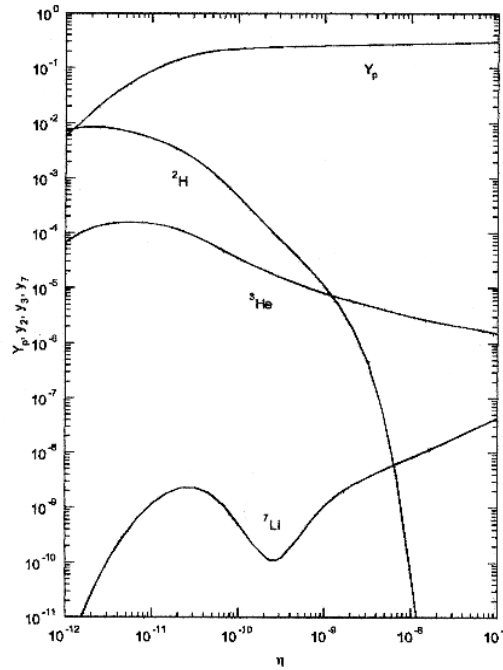


Abbildung 1.2: Primordial produzierte Verteilung der leichten Elemente in Abhängigkeit von η . [18]

Die Berechnung der Entstehung der Elemente hängt vom Verhältnis η von baryonischer Materie zu Photonen ab. Davon wird nämlich der Zeitpunkt des Beginns der Deuteriumsynthese bestimmt. Von dieser Tatsache wiederum hängt der Anteil der Neutronen ab und damit die gesamte Verteilung der primordial erzeugten Elemente. Genaue Rechnungen für die vier erzeugten Nuklide liefern Abbildung 1.2. Der qualitative Kurvenverlauf der einzelnen Kerne ist leicht zu verstehen und wird im Folgenden mit den Werten der Beobachtung verglichen. Hierfür ist der relevante Bereich $10^{-10} \leq \eta \leq 10^{-9}$, da die Meßwerte in diesem Intervall verteilt sind.

Helium-4

Abbildung 1.3 zeigt zwei vergrößerte Ausschnitte aus Abb. 1.2. Y_P bleibt im relevanten Bereich von η innerhalb des Intervalls von $0,223 \leq Y_P \leq 0,253$. Heutige Messungen beschränken die Helium-4-Häufigkeit auf $0,228 \leq Y_P \leq 0,248$, was hervorragend mit den Vorhersagen übereinstimmt. Favorisiert werden Werte an der oberen Grenze des Intervalls. Aufgrund des großen Anteils von ${}^4\text{He}$ an der gesamten Materie im Kosmos gibt es riesige Mengen an Messdaten aus Radioemissionslinien von planetarischen Nebeln, optischen Absorptions- und Emissionslinien von Sternen sowie indirekten Ergebnissen aus theoretischen Vorhersagen von Sternmodellen. Dazu ist anzumerken, daß der Beitrag der Heliumproduktion durch Sterne bei einigen wenigen Prozenten liegt. Der Großteil des ${}^4\text{He}$ ist also primordial.

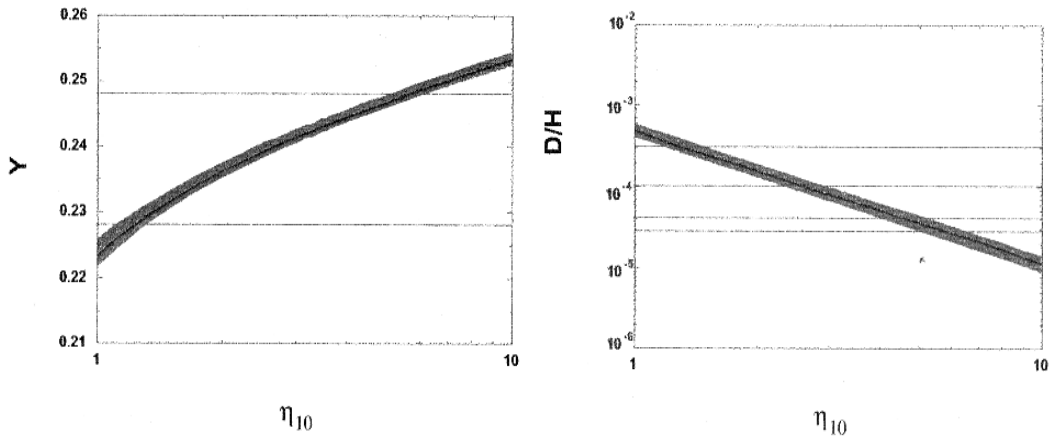


Abbildung 1.3: Vorhergesagte primordiale ${}^4\text{He}$ - und Deuteriumhäufigkeit. Die horizontalen Linien geben die Intervalle der Beobachtungsdaten an. In die Kurven ist das 2σ -Fehlerintervall schattiert eingezeichnet. η_{10} ist η in Einheiten von 10^{-10} . [18]

Der leichte Anstieg der $Y_P(\eta)$ -Kurve ist folgendermaßen zu erklären: Mit steigendem η sind mehr Baryonen als Photonen vorhanden und damit beginnt die Deuteriumsynthese früher. Daher haben die Neutronen nicht so viel Zeit um zu zerfallen und deshalb können umso mehr in ${}^4\text{He}$ eingebaut werden. Dadurch steigt die ${}^4\text{He}$ -Häufigkeit mit steigendem η .

Da der Anstieg nur leicht ist, können aus den Meßwerten allerdings keine engen Grenzen für η abgeleitet werden. Aus dem Baryon-Photon-Verhältnis kann dann die heutige Materiedichte Ω_{b0} (in Einheiten der kritischen Dichte Ω_c) des Universums berechnet werden über $\Omega_{b0}h^2 = 3,65 \cdot 10^{-3} (T_{MWB}/2,73\text{ K})^3 \eta_{10}$. Dies ist wichtig für die Entscheidung, ob unser Kosmos geschlossen oder offen ist.

Deuterium

Deutlich anders ist der Verlauf der Deuteriumkurve (vgl. Abb. 1.3 rechts). Hier sinkt die Häufigkeit stark mit steigendem η und zwar um zwei Größenordnungen im relevanten Bereich. Das liegt daran, daß bei steigender Baryondichte die Reaktionsraten für den Deuteriumabbau in Tritium, ${}^3\text{He}$ und ${}^4\text{He}$ schnell ansteigen. Somit bleibt nach der primordialen Nukleosynthese weniger schwerer Wasserstoff übrig.

Kann man also die kosmische Deuteriumhäufigkeit genau messen, läßt sich damit η auf einen kleinen Bereich einengen. Das Problem ist aber, daß Deuterium schwer zu beobachten ist. Daher existieren momentan noch zwei Bereiche, in denen die Meßwerte liegen (vgl. horizontale Geraden in Abb. 1.3 rechts). Daten werden hauptsächlich aus Spektraluntersuchungen von Molekülen wie DCN, DCH^+ und DH gewonnen, wobei aber Fraktionierungsprozesse die Ergebnisse verfälschen können (z. B. Anreicherung von Deuterium im Meerwasser um einen Faktor 6). Ein Vorteil ist aber, daß in Sternen kein Deuterium gebildet wird, wodurch die Meßwerte eine strenge Obergrenze für η von $8,5 \cdot 10^{-10}$ vorgeben, was einer Materiedichte von $\Omega_{b0} < 0,13$ entspricht. Das bedeutet, daß die sichtbare Materie nicht ausreicht, um den Kosmos zu schließen.

Helium-3

Die ${}^3\text{He}$ -Kurve fällt deutlich schwächer als die von Deuterium. Dies liegt an der höheren Bindungsenergie, wodurch ${}^3\text{He}$ langsamer in ${}^4\text{He}$ umgewandelt wird.

Für die experimentelle Beobachtung ist zwar ${}^3\text{He}$ besser geeignet als Deuterium, da z. B. Ionenzähler auf Satelliten bzw. Metallfolien auf dem Mond, die dem Sonnenwind ausgesetzt waren, zur Auswertung verwendet werden

können. Außerdem findet sich ^3He in gasreichen Meteoriten. Das Problem ist aber die Zuordnung des beobachteten Heliums zur Urknallnukleosynthese oder zur Elemententstehung in Sternen. In massearmen Sternen wird effektiv ^3He aus Deuterium gebildet (vgl. Kap. 2.1). Fraglich ist allerdings die Rate, mit welcher dieses Produkt an das interstellare Medium abgegeben wird. Zur Verbesserung der Meßergebnisse hat Yang 1984 vorgeschlagen, die Summe aus Deuterium und ^3He zu messen, um so eine genauere Grenze für η abzuleiten. Als Ergebnis ergibt sich mit vorsichtigen Abschätzungen der Parameter $\Omega_{b0} > 0,011$ ($\hat{=} \eta_{10} > 2,5$).

Lithium

Lithium zeigt einen komplexeren Verlauf (vgl. Abb. 1.4). Bei $\eta \simeq 2 - 3 \cdot 10^{-10}$ hat die Lithiumhäufigkeit ein Minimum.

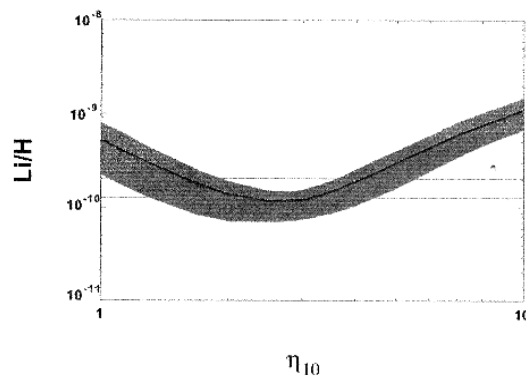


Abbildung 1.4: Vorhergesagte primordiale ^7Li -Häufigkeit. [18]

Das unterschiedliche Verhalten unterhalb und oberhalb des Minimums beruht auf zwei unterschiedlichen Mechanismen:

- Bereich $\eta \leq 2 \cdot 10^{-10}$:
Das nach Gleichung (1.7) gebildete Lithium wird bei steigendem η mehr und mehr mittels $^7\text{Li} + p \rightarrow 2\ ^4\text{He} + \gamma$ zerstört. Dadurch sinkt die Lithiumhäufigkeit.
- Bereich $\eta \geq 3 \cdot 10^{-10}$:
Der Anteil an Beryllium (vgl. Gl. (1.8)) nimmt mit steigendem η immer mehr zu. ^7Be wird aufgrund höherer Coulombbarriere nicht so leicht wie Lithium zerstört und zerfällt erst nach der Phase der primordialen Nukleosynthese über Elektroneneinfang zu Lithium. Dadurch steigt (indirekt) die Lithiumhäufigkeit.

Die Reaktionsraten beider Prozesse sind allerdings nicht genau bekannt, ebenso wenig die der Umwandlung von Beryllium zu Lithium über ${}^7\text{Be}(n, p){}^7\text{Li}$, wodurch die Lithiumhäufigkeit nur auf einen Faktor 2 genau angegeben werden kann. Im Vergleich dazu liegt der Fehler bei den ${}^4\text{He}$ -Werten nur bei 5%. Erkennen kann man dies gut an der breite des Fehlerintervalls in den Graphen. Für einen sehr weitreichenden Überblick über die Beobachtungsdaten und Methoden sei auf [3] verwiesen.

Anzahl der Neutrinofamilien

Die Expansionsrate des Universums ist abhängig von der Anzahl der relativistischen Teilchen. Damit ist auch der Zeitpunkt der Entkopplung der Neutrinos von dieser Anzahl beeinflusst und damit die zugehörige Entkopplungstemperatur T_e , für welche $T_e^3 \propto \tau_n \left(\frac{11}{4} + \frac{7}{8}N_\nu\right)^{1/2}$ gilt. Auch die Halbwertszeit des Neutrons geht in diese Abhängigkeit mit ein. Man kann ablesen, daß durch mehr Neutrinofamilien die Abkopplung früher erfolgt (entspricht höherer Temperatur). Dadurch ist das ausgefrorene $\frac{N_n}{N_p}$ -Verhältnis größer und damit wird mehr ${}^4\text{He}$ synthetisiert. Abbildung 1.5 gibt diesen Zusammenhang quantitativ wieder.

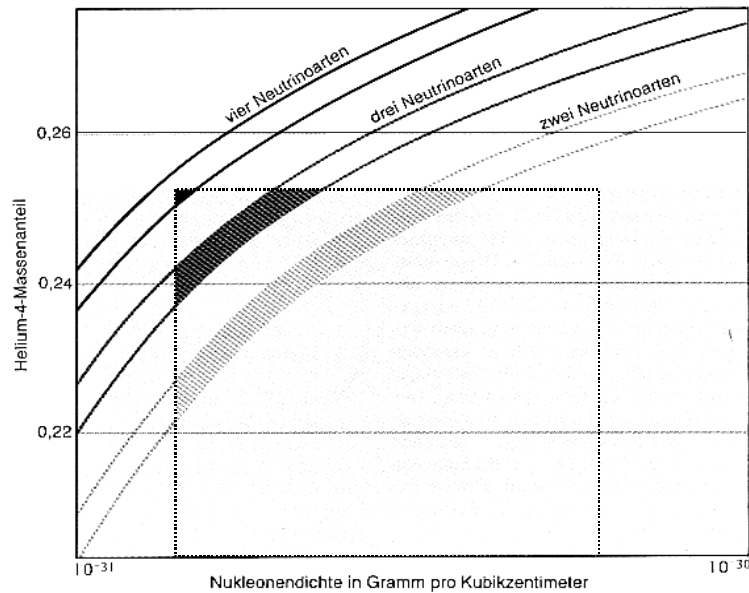


Abbildung 1.5: Abhängigkeit der ${}^4\text{He}$ -Synthese von den Neutrinofamilien. Das gestrichelte Viereck gibt den Bereich der Meßdaten wieder. [4]

Neuere Rechnungen zeigen, daß bereits ab $N_\nu = 3,3$ die primordiale ${}^4\text{He}$ -Produktion außerhalb der gemessenen Intervalle liegen. Das bedeutet, daß die Frage der Existenz von z. B. sterilen Neutrinos negativ zu beantworten ist, da keine weiteren Neutrinofamilien (zumindest keine mit einer Masse $< 46\text{ GeV}$) existieren sollten, außer den drei bekannten Elektron-, Myon- und Tauneutrinos.

1.2.4 Fazit und Alternativen

Die Theorie der primordialen Nukleosynthese hat erstaunliche Erfolge vorzuweisen. Die Vorhersagen zu den Häufigkeiten der vier erzeugten Nuklide stimmen über eine Skala von 10 Größenordnungen mit den beobachteten kosmischen Werten überein. Abbildung 1.6 gibt einen Überblick über dieses hervorragende Resultat.

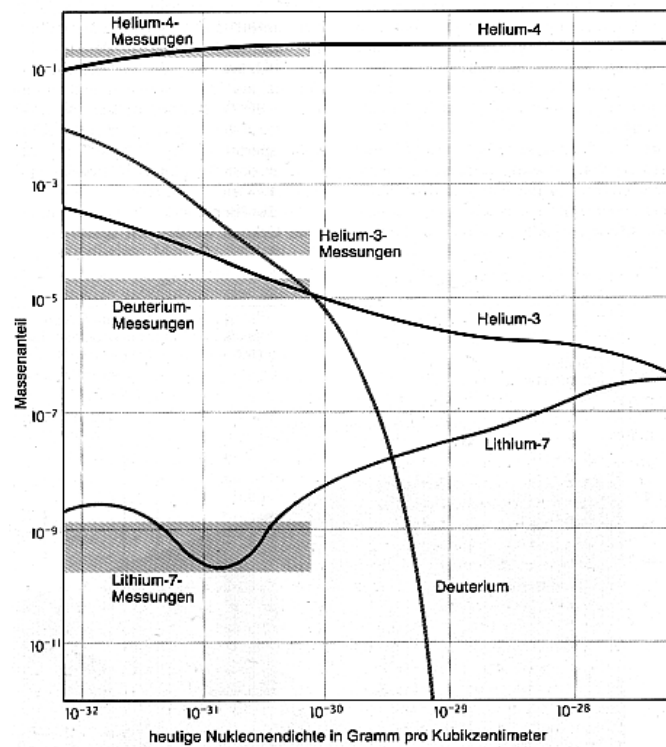


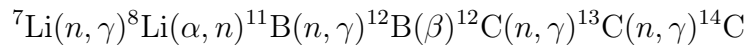
Abbildung 1.6: Überblick über die Vorhersagen der primordialen Nukleosynthese im Vergleich mit den Beobachtungen. [4]

Die neuesten Messungen ergeben $\eta = 5,7 \pm 0,5 \cdot 10^{-10}$, was einer Baryonendichte von $\Omega_{b0} h^2 = 0,021$ entspricht. Der aktuelle Wert der Hubblekonstanten von $H_0/100 = h = 0,72 \pm 0,08$ liefert damit eine Dichte der sichtbaren Materie von $\Omega_{b0} = 0,04$, was bedeutet, daß unser Universum offen ist. Diskutiert wird aber die Existenz dunkler Materie und einer kosmologischen Konstanten (diese hatte Einstein als seine „größte Eselei“ wieder verworfen), um das Universum dennoch zu schließen.

Die Theorie der primordialen Nukleosynthese ist außerdem sehr gut mit der Anzahl der bekannten drei Neutrinofamilien verträglich. Trotz ihrer „einfachen“ Bauweise (keine Anfangsbedingungen werden vorausgesetzt und keine neuen Parameter eingeführt) hat sich die *Urknallnukleosynthese als eines der wichtigsten Standbeine des Standardmodells der Kosmologie* erwiesen.

Messungen unabhängig von der Theorie der primordialen Nukleosynthese wie z. B. mit dem Hubble-Teleskop haben den obigen Wert des Baryon-Photon-Verhältnisses bestätigt, woraus sich der Schluß ziehen läßt, daß die Abläufe ab einer Sekunde nach dem Urknall sehr gut verstanden sind.

Allerdings gibt es auch alternative Theorien. Zum Beispiel liefert die Einbeziehung der Quantenchromodynamik in das Standardmodell unter bestimmten Bedingungen die Möglichkeit einer inhomogenen Baryonendichteverteilung, wobei sowohl protonenreiche als auch neutronenreiche Gebiete entstehen. In diesen Bereichen läuft die Elemententstehung unterschiedlich ab und die heutigen Häufigkeiten sind der Durchschnitt dieser beiden Produktionsabläufe. In den neutronenreichen Blasen ist die Überwindung der Stabilitätslücken bei 5 und 8 möglich. So liefert z. B. folgende Reaktionskette den Kern ^{14}C :



Die Kohlenstoffkerne können dann Ausgangspunkt für die Erzeugung noch schwererer Elemente sein. Auch die leichten Elemente Beryllium und Bor – die normalerweise der Spallation im interstellaren Medium zugeschrieben werden (vgl. Kap. 1.3) – werden jetzt gebildet, z. B. durch $^7\text{Li}(T, n)^9\text{Be}$ und $^7\text{Li}(\alpha, \gamma)^{11}\text{B}$.

In protonenreichen Gebieten kann die Stabilitätslücke aufgrund einiger Protoneneinfänge nicht überwunden werden (genauso wie im Standardmodell):

$^7\text{Li}(p, \alpha)^4\text{He}$, $^9\text{Be}(p, \alpha)^6\text{Li}$, $^{10}\text{B}(p, \alpha)^7\text{Be}$ und $^{11}\text{B}(p, 2\alpha)^4\text{He}$. Wer tiefer in diesen kurzen Überblick einsteigen will, sei auf [19] verwiesen, mit weiteren Literaturangaben.

Eine zweite Alternative stellt die Forderung nach einem geschlossenen Universum zur Verfügung. Wie oben berechnet, liegt die Baryonendichte nur bei 4% der kritischen Dichte. Eine Möglichkeit, um den Kosmos zu schließen, ist der Zerfall superschwerer Teilchen ($m \approx \text{GeV}$) etwa 10^4 bis 10^6 Sekunden nach

dem Urknall. Das würde dann eine zweite Nukleosynthesephase bedeuten, die die ursprünglichen Häufigkeiten wieder verändert.

Beide Alternativen haben aber das Problem, daß zwar die Elementverteilung bis Helium reproduziert wird, aber bereits ab Lithium weichen die Voraussagen um mehr als einen Faktor 10 von der Beobachtung ab. Lithium wird auch für weitere Modelle eine Hürde darstellen, die vom Standardmodell bereits gemeistert wurde.

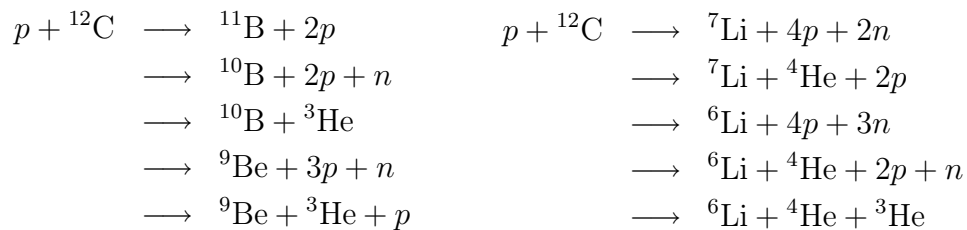
1.3 Spallation im interstellaren Medium

Sieht man sich die Elementverteilung (vgl. Abb. 1.1) bei Massenzahlen 6 bis 11 an, so taucht dort eine deutliche Lücke im Vergleich zu den Nachbarkernen auf. Dennoch ist die Lithiumhäufigkeit höher als primordial vorhergesagt. Die leichten Elemente Lithium, Beryllium und Bor werden auch im Sterninneren nicht gebildet. Einige Alternativen zur Standardurknallnukleosynthese geben zwar Möglichkeiten der Produktion an, jedoch sind diese Theorien noch mit Mängeln behaftet.

Schlüssigster Erklärungsversuch ist die Bildung dieser Elemente durch Spallationsprozesse im interstellaren Medium. Abbildung 1.7 zeigt die Häufigkeitsverteilung der Elemente in der kosmischen Strahlung.

Die seltenen leichten Elemente sind um 4 bis 5 Größenordnungen angereichert. Ebenso sind Fluor und Scandium sowie die darauffolgenden Nuklide häufiger als in der solaren Verteilung.

Die am meisten auftretenden Reaktionen sind Kollisionen von CNO-Kernen mit Protonen (größter Wirkungsquerschnitt im Vergleich mit anderen Reaktionen und hohe Wasserstoffhäufigkeit), wobei die Nukleonen regelrecht aus dem Kern verdampfen. Stellvertretend seien einige Spallationen aufgelistet, die Lithium, Beryllium und Bor erzeugen:



Fluor entsteht durch Spallation von Neon und ab Scandium werden die Elemente in der kosmischen Strahlung durch die Spaltung von Eisenpeaknukliden angereichert.

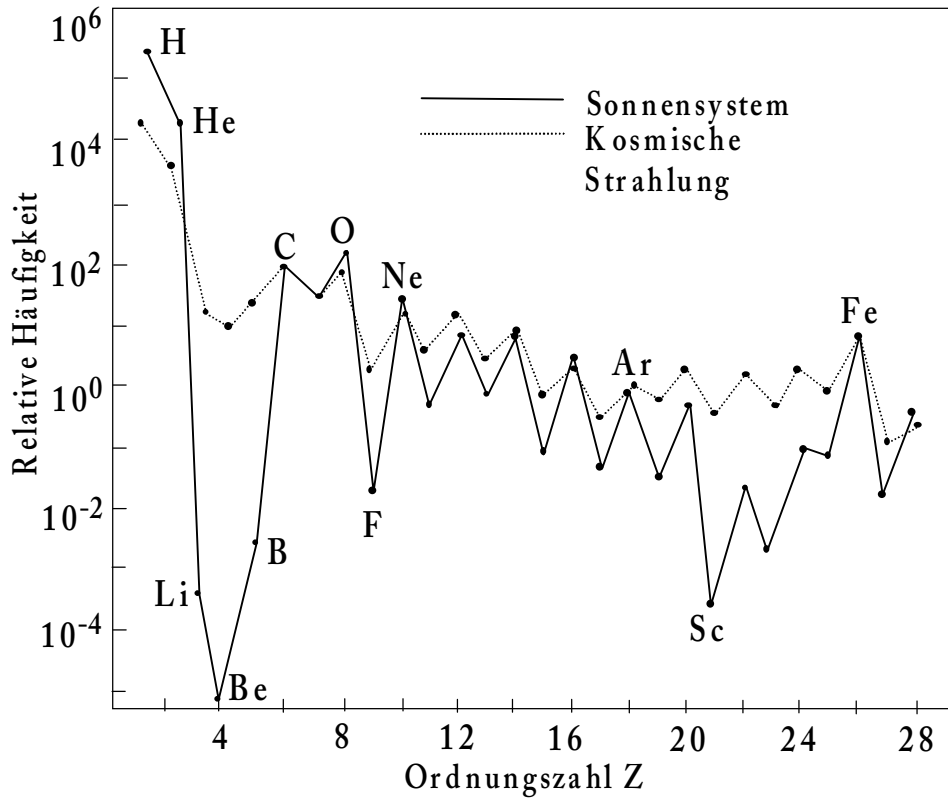


Abbildung 1.7: Vergleich der Elementhäufigkeiten im Sonnensystem und in kosmischer Strahlung. [23]

Auch Kollisionen mit α -Teilchen spielen eine Rolle sowie Fusionen v. a. von leichten Kernen wie Helium und (schwerem) Wasserstoff. Neue Messungen vom Comptel-Satelliten am Orion-Nebel zeigen, daß auch nach Supernovaexplosionen Spallationen stattfinden.

Die leichten Elemente werden also folgendermaßen synthetisiert. Wasserstoff und Helium sowie etwas Lithium stammen aus der primordialen Nukleosynthese. Ein geringer Anteil von Helium ($< 4\%$) wird in Sternen produziert. Das meiste Lithium sowie Beryllium und Bor entstehen durch Spallationen im interstellaren Medium. Wie die Nuklide ab Kohlenstoff entstehen, werden die nächsten beiden Kapitel klären.

Kapitel 2

Nukleosynthese bei der Fusion in Sternen

Jahrhundertlang machte man sich Gedanken darüber, wie die enorme Leuchtkraft der Sonne zustande kommt. Als sich herausstellte, daß die Erde und damit das Sonnensystem bereits mehr als 4,5 Milliarden Jahre alt ist, zeigte sich, daß die Energieerzeugung von Sternen durch Fusionsprozesse in ihrem Inneren gewährleistet werden muß. Einfache Überschlagsrechnungen legen nämlich dar, daß zum Beispiel die Gravitationsenergie oder die übliche Verbrennung von Wasserstoff niemals ein Sternleben in der Größenordnung von 10^{10} Jahren zulassen würde. Als dann 1951 in Spektren von Sternen Linien von ^{99}Tc entdeckt wurden, war klar, daß in Sternen zum jetzigen Zeitpunkt die Entstehung von Elementen stattfindet. Technetium besitzt nur radioaktive Isotope und die längste Halbwertszeit beträgt nur $2,1 \cdot 10^5$ Jahre. Das heißt, daß es erst vor kurzem erzeugt worden sein muß. Burbidge, Burbidge, Fowler und Hoyle (oft B²FH abgekürzt) legten 1957 eine richtungsweisende Arbeit über die Elemententstehung in Sternen vor. Deren grundlegende Aussagen sind auch heute immer noch gültig. Waren einige Minuten nach dem Urknall die Teilchendichten zu gering, um weitere Fusionen zuzulassen, so herrschen im Zentrum der Sonne Bedingungen vor ($T > 10^7$ K, $\rho > 150 \text{ kgm}^{-3}$), die wieder Kernfusionen erlauben. Hochenergetische Protonen aus dem Maxwellschwanz können bei diesen Bedingungen die Coulombbarriere¹ durchtunneln. Die Wahrscheinlichkeiten dafür hängen exponentiell vom Produkt der Kernladungszahlen $Z_1 Z_2$ der beteiligten Kerne ab ($P \propto \exp(-Z_1 Z_2)$). Das stimmt überein mit dem exponentiellen Abfall der Häufigkeitsverteilung der Elemente. Man sieht daran auch, daß Protonen die ersten Kerne sind, die miteinander verschmelzen.

¹Für die Coulombenergie gilt: $E_C \simeq 1,0 \cdot \frac{Z_1 Z_2}{A_1^{1/3} + A_2^{1/3}} \text{ MeV}$

2.1 Das Wasserstoffbrennen

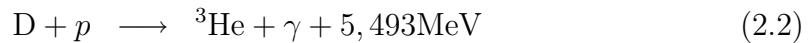
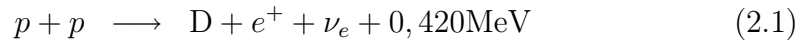
Abhängig von der Temperatur im Sterninneren finden dort unterschiedliche Brennphasen statt. Ist nach ausreichender Kontraktion des Protosterns im Zentrum eine Temperatur von $T \gtrsim 1 \cdot 10^7$ K erreicht, so startet die Fusion von Wasserstoff. Der Strahlungsdruck wiegt dabei den Gravitationsdruck auf und der Stern erreicht ein hydrostatisches Gleichgewicht.

Die Reaktionen laufen dabei – abhängig von der Temperatur – nach verschiedenen Mechanismen ab. Unterhalb von $T \simeq 2 \cdot 10^7$ K dominieren die sogenannten pp-Ketten (Proton-Proton-Ketten), darüber der CNO-Zyklus.

2.1.1 Die pp-Ketten

Die ppI-Kette

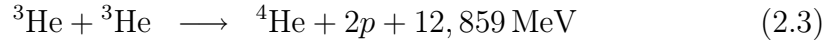
Als erstes ist Wasserstoff in der Lage, mit sich selbst zu verschmelzen, da es das kleinste Produkt $Z_1 Z_2 = 1$ aller Kerne besitzt. Die ersten beiden Reaktionen der ppI-Kette sind



Die Deuteriumsynthese (2.1) läuft über die schwache Wechselwirkung und ist extrem langsam ($\tau \simeq 1,2 \cdot 10^{10}$ a). Mit den vorherrschenden Teilchendichten im Zentrum von Sternen mit Masse $M \simeq M_\odot$ bestimmt diese Reaktion die Dauer des Wasserstoffbrennens zu $\tau_{pp} \simeq 10^{10}$ a. Die Fusion an sich wäre bei obigen Temperaturen klassisch nicht möglich, da die mittleren thermischen Teilchenenergien in etwa 1 keV sind, zur Überwindung der Coulombbarriere von zwei Protonen sind allerdings 0,5 MeV nötig. Solch hochenergetische Protonen wären extrem selten (trotz Maxwellverteilung) und die Fusion würde nicht stattfinden. Quantenmechanisch ist es jedoch möglich, daß die Protonen den Coulombwall durchtunneln. Das erst ermöglicht es, Protonen mit Energien oberhalb von 100 keV zu fusionieren. Allein diese Tatsache gewährleistet, daß der vorhandene Brennstoff so lange ausreicht und nicht innerhalb kurzer Zeit verbrannt wird.

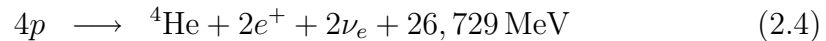
Die Erzeugung von ${}^3\text{He}$ gemäß Gleichung (2.2) läuft sehr viel schneller ab ($\tau \simeq 1,6$ s), daher wird das erzeugte Deuterium sofort zu ${}^3\text{He}$ verbrannt. Dasselbe geschieht mit dem primordialen Deuterium, so daß das Gleichgewichtsverhältnis nur von der Größenordnung $\frac{\text{D}}{\text{H}} \simeq 10^{-18} \dots 10^{-17}$ ist. Es läßt sich also festhalten, daß Sterne nicht zur Deuteriumsynthese beitragen und daher das gesamte beobachtete Deuterium primordialen Ursprungs sein muß.

Für den weiteren Reaktionsweg gibt es nun drei Alternativen. 86% der ^3He -Kerne durchlaufen den letzten Schritt der ppI-Kette:



Die restlichen 14% der ^3He -Kerne durchlaufen die ppII- bzw. ppIII-Kette. Die Reaktion (2.3) läuft wieder langsamer ab ($\tau \simeq 10^5 \text{ a}$), was ein Gleichgewichtsverhältnis von $\frac{^3\text{He}}{\text{H}} \simeq 10^{-5}$ zur Folge hat.

Da allerdings aufgrund der Coulombbarriere die Reaktionswahrscheinlichkeit für (2.1) und (2.2) höher ist als für (2.3), gibt es einen Bereich im Stern, in welchem die ^3He -Synthese bereits stattgefunden hat, die ^3He -Zerstörung aber noch nicht. Folglich wird in dieser Kugelschale um den Kern ^3He angereichert. Ob und in welcher Menge dieses ^3He an das interstellare Medium abgegeben wird, ist umstritten. Anerkannte Meinung ist, daß die Menge eher gering sein dürfte. Auf jeden Fall wird dadurch die Zuordnung von beobachtetem ^3He zur Urknallnukleosynthese erschwert (vgl. Kap. 1). Damit Reaktion (2.3) ablaufen kann, muß (2.1) und (2.2) je zweimal durchlaufen werden. Als Nettoreaktion ergibt sich damit:



Die freiwerdende Energie berechnet sich dabei folgendermaßen: Durch Anihilation der Positronen aus Gleichung (2.1) werden weitere 1,022 MeV frei (doppelte Ruheenergie des Elektrons). Doppelte Wichtung der ersten beiden Reaktionen ergibt schließlich:

$$2 \cdot (0,420 \text{ MeV} + 1,022 \text{ MeV} + 5,493 \text{ MeV}) + 12,859 \text{ MeV} = 26,729 \text{ MeV}$$

Davon tragen die beiden Neutrinos im Mittel je 0,265 MeV davon. Das entspricht einem Neutrinoverlust von 2%.

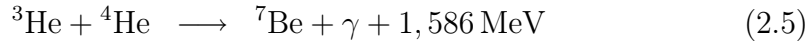
Brennprozess	ΔQ in MeV/Nukleon
$\text{H} \longrightarrow ^4\text{He}$	6,68
$3\alpha \longrightarrow ^{12}\text{C}$	0,606
$4\alpha \longrightarrow ^{16}\text{O}$	0,902
$2 ^{12}\text{C} \longrightarrow ^{24}\text{Mg}$	0,52
$2 ^{20}\text{Ne} \longrightarrow ^{16}\text{O} + ^{24}\text{Mg}$	0,11
$2 ^{16}\text{O} \longrightarrow ^{32}\text{S}$	0,52
$^{28}\text{Si} \longrightarrow ^{56}\text{Ni}$	0...0,31

Tabelle 2.1: Energiefreisetzung ΔQ pro Nukleon in versch. Brennphasen. [1]

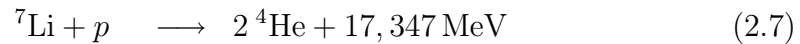
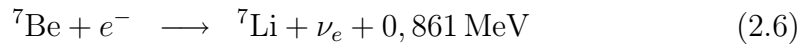
Nebenbei bemerkt wird beim Wasserstoffbrennen bereits ein Großteil der zur Verfügung stehenden nuklearen Energie freigesetzt. Fusion kann nur solange stattfinden bis das Maximum der Bindungsenergie pro Nukleon bei Eisen erreicht ist. Diese beträgt 8,75 MeV. Davon werden beim Wasserstoffbrennen bereits 6,68 MeV freigesetzt! Das erklärt auch, wieso die folgenden Brennphasen vom Heliumbrennen bis hin zum Siliziumbrennen in viel kürzeren Zeitspannen ablaufen. Tabelle 2.1 gibt einen Überblick über die freiwerdende Energie pro Nukleon in verschiedenen Brennprozessen.

Die ppII-Kette

Mit 14% Wahrscheinlichkeit reagiert ein ^3He -Kern mit einem ^4He -Kern:



Danach entsteht durch Elektroneneinfang und anschließenden p -Einfang ^4He :



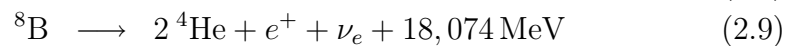
Der Nettoenergiegewinn ist wiederum 26,729 MeV:

$$(0,420 + 1,022 + 5,493 + 1,586 + 0,861 + 17,347) \text{ MeV} = 26,729 \text{ MeV}$$

Allerdings betragen die Neutrinoverluste bereits 4%.

Die ppIII-Kette

Bei Temperaturen über $T > 2,5 \cdot 10^7 \text{ K}$ taucht noch die ppIII-Kette auf. Mit 0,02% Wahrscheinlichkeit wird der Elektroneneinfang in Gleichung (2.6) durch einen Protoneneinfang ersetzt:



In Gleichung (2.9) sind dabei zwei Reaktionen zusammengefaßt. Zuerst tritt ein β^+ -Zerfall von Bor ein $^8\text{B}(e^+\nu_e)^8\text{Be}^*$, direkt gefolgt von $^8\text{Be}^*(\alpha)^4\text{He}$.

Der Nettoenergiegewinn ist wiederum identisch zu den anderen beiden pp-Ketten, da ja auch die Nettoreaktion dieselbe ist. Die Neutrinoverluste betragen hierbei aber stattliche 28,3%. Zusammen mit der geringen Auftrittswahrscheinlichkeit bedeutet dies, daß die ppIII-Kette kaum zur Energieerzeugung und zur Heliumsynthese beiträgt. (Allerdings sind die hochenergetischen Neutrinos auf der Erde besser detektierbar als die niederenergetischen aus den anderen beiden pp-Ketten und waren der Auslöser für das sogenannte solare Neutrinoproblem.)

2.1.2 Der CNO-Zyklus

Die Reaktionen der pp-Ketten finden in reinem Wasserstoffgas statt, welches nach und nach in Helium umgewandelt wird. Ist allerdings der Stern bereits mit schwereren Elementen angereichert (Population I Sterne), so kann die Verschmelzung von Protonen auch über Katalysatoren ablaufen. Im Jahre 1939 schlugen Bethe und unabhängig davon Weizsäcker den nach ihnen benannten Bethe-Weizsäcker- oder CNO-Zyklus für die Energieerzeugung in Sternen vor. Voraussetzung ist, daß der Stern bereits Spuren von ^{12}C enthält. Steigt die Temperatur über $2 \cdot 10^7 \text{ K}$ ($M \geq M_{\odot}$), so dominiert der CNO-Zyklus bereits gegenüber den pp-Ketten (vgl. Abb. 2.1). Die starke Temperaturabhängigkeit des CNO-Zyklus rührt von den hohen Coulombbarrieren der beteiligten Kerne her (im Vergleich mit Helium und Wasserstoff).

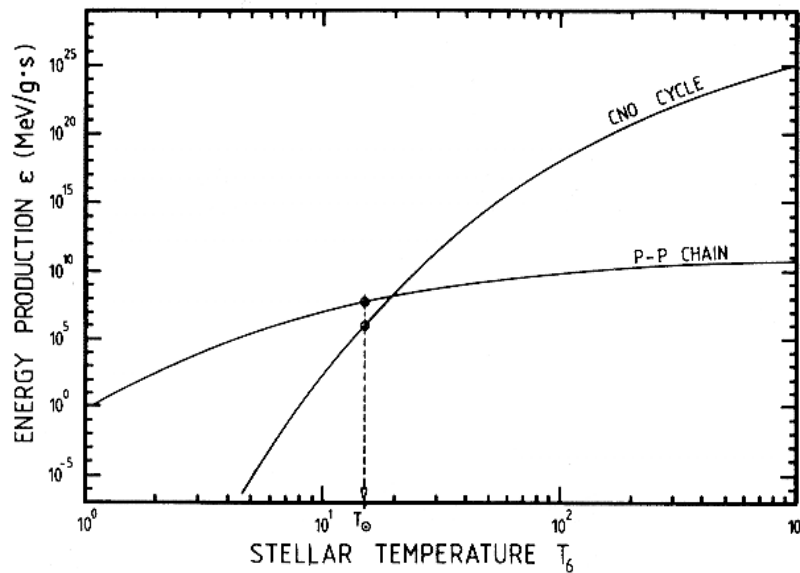
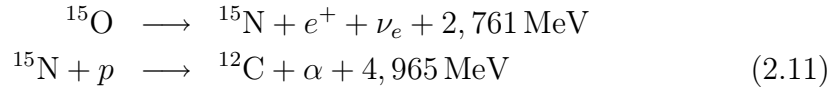
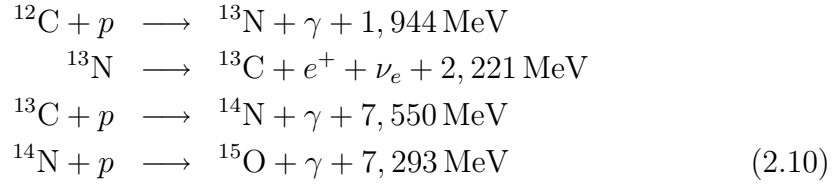


Abbildung 2.1: Energieproduktion im CNO-Zyklus und in den pp-Ketten. [3]

Die CNO-Elemente dienen dabei lediglich als Katalysatoren und nach einem kompletten Durchlauf des Zyklus stehen sie wieder für einen weiteren Kreislauf zur Verfügung. Energetisch liefert der CNO-Zyklus zwar keinen Vorteil, da die Nettoreaktion weiterhin Gleichung (2.4) und daher der Energiegewinn derselbe ist, aber für die Nukleosynthese spielt er eine bedeutende Rolle.

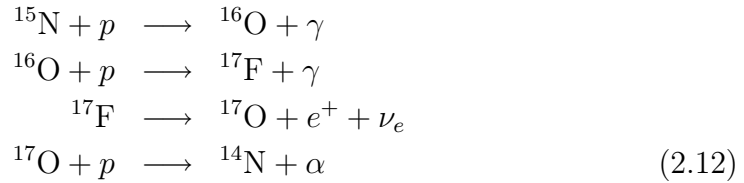
Die Reaktionen des Hauptzyklus (CN-Zyklus) sind:



Die Reaktion (2.10) ist dabei das Nadelöhr im CN-Zyklus. Aufgrund der höheren Coulombbarriere von ${}^{14}\text{N}$ im Vergleich zu den Kohlenstoffisotopen und weil diese Reaktion über die elektromagnetische Wechselwirkung abläuft, widersteht ein ${}^{14}\text{N}$ -Kern im Mittel $\tau \simeq 3,6 \cdot 10^8$ Jahre dieser Reaktion. Hingegen beträgt diese Zeit für Reaktion (2.11), die über die starke Wechselwirkung abläuft, nur $\tau \simeq 2 \cdot 10^4$ Jahre.

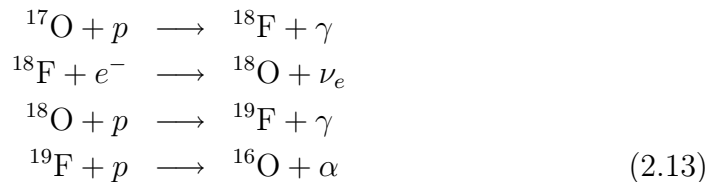
Das bedeutet, daß unter dem Strich die Katalysatorelemente überwiegend in ${}^{14}\text{N}$ umgewandelt werden.

Liegen noch höhere Temperaturen vor ($2,5 \cdot 10^7$ K), so gewinnt eine Abzweigung des CN-Zyklus an Bedeutung, der NO-Zyklus. Die Reaktion (2.11) liefert dabei nicht mehr ${}^{12}\text{C}$, sondern ${}^{16}\text{O}$:



Der NO-Zyklus mündet schließlich bei Gleichung (2.10) wieder in den Hauptzyklus ein.

Neuere Messungen der Reaktionsraten zeigten, daß die bis dahin verwendeten Berechnungen nach Clayton bzgl. Gleichung (2.12) um einen Faktor 60 überhöht waren, so daß noch ein weiterer Abzweig im CNO-Zyklus auftritt, der OF-Zyklus. Dabei wird in Gleichung (2.12) die ${}^{14}\text{N}$ -Produktion durch eine ${}^{18}\text{F}$ -Produktion ersetzt:



Bei Temperaturen ($T \geq 10^8$ K) geht der CNOF-Zyklus bei Reaktion (2.13) in den NeNa-Zyklus (auch heißer CNO-Zyklus bzw. rp-Prozeß genannt) über, der

als weiteren Abzweig den MgAl-Zyklus hat (vgl. Abb. 2.2). Diese spielen für die Energiegewinnung so gut wie keine Rolle mehr. Jedoch sind sie wichtig für die Anreicherung der entsprechenden Isotope, v. a. ^{23}Na und ^{26}Al .

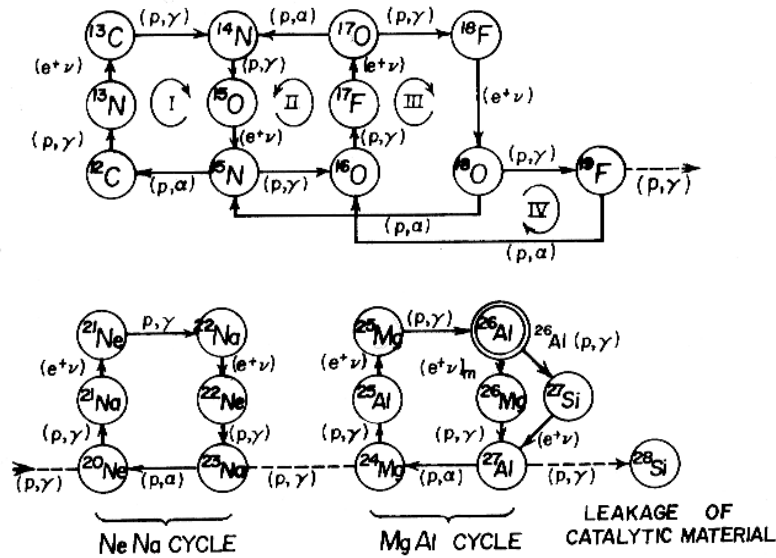


Abbildung 2.2: Die CNOF-Zyklen und der NeNa- und MgAl-Zyklus. [3]

2.1.3 Ergebnisse für die Nukleosynthese

Die oben betrachteten Prozesse treten sowohl im Kernbrennen als auch im Schalenbrennen in fortgesetzten Sternstadien auf. Das ist insofern wichtig, da nur Materie von äußeren Sternregionen in das interstellare Medium abgegeben wird. Dies geschieht mittels Sternenwind, Ejektion (planetarische Nebel) bzw. Supernovae. Der Kernbereich bleibt als weißer Zwerg, Neutronenstern bzw. schwarzes Loch zurück und die in ihm verbliebene Materie nimmt nicht am Kreislauf der Elemente teil (vgl. Abb. 3.11). Allerdings treten in verschiedenen Sternstadien auch komplexe Durchmischungsprozesse auf, die Material aus der Kernregion in äußere Schichten transportieren (vgl. Heliumbrennen, Kap. 2.2). All diese Aspekte müssen bei der Auswertung der Fusionsprozesse hinsichtlich Nukleosynthese berücksichtigt werden.

Messungen der beteiligten Reaktionsraten erlauben die Berechnung der Isotopenhäufigkeiten der einzelnen erzeugten bzw. angereicherten Elemente beim Wasserstoffbrennen. Netzwerkberechnungen liefern Abb. 2.3.

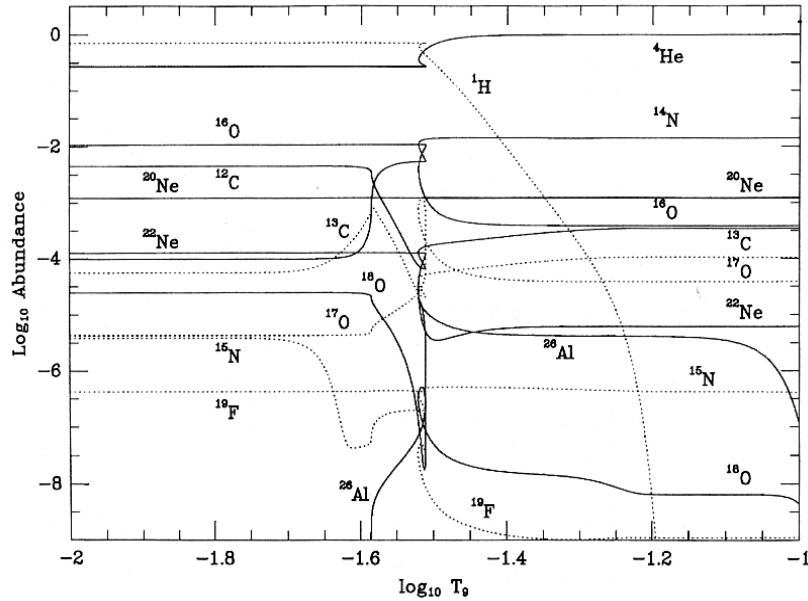


Abbildung 2.3: Isotopentwicklung beim Wasserstoffbrennen. [1]

Ausgegangen wurde dabei von einem Stern mit einer ursprünglichen Masse von $M \approx 20 - 25 M_{\odot}$ und einer Anfangszusammensetzung von 71% Wasserstoff, 27% Helium und 2% „Metallen“ (d. h. Elemente mit $Z > 2$; diese seien solar verteilt). Der Übersichtlichkeit halber sind Kerne mit gerader Massenzahl mit durchgezogener Linie gezeichnet, die Linien von Kernen mit ungerader Massenzahl sind gepunktet. T_9 bedeutet dabei die Temperatur in 10^9 K. Die Dauer des Wasserstoffbrennens in einem solchen mittelschweren Stern beträgt nur $8,3 \cdot 10^6$ Jahre (vgl. 10^{10} Jahre bei der Sonne).

Unterhalb von $T = 2 \cdot 10^7$ K werden bereits alle leichten Elemente wie Deuterium, ^3He und alle Isotope von Lithium, Beryllium und Bor zerstört. Sie tauchen deshalb in Abb. 2.3 nicht mehr auf.

Wenn $T_9 \rightarrow 0,0225$ geht ($\log T_9 \rightarrow -1,65$), beginnt der CN-Zyklus, was an der Veränderung von ^{13}C , ^{14}N und ^{15}N ersichtlich wird. Bei $T_9 \rightarrow 0,025$ ($\log T_9 \rightarrow -1,6$) nehmen auch ^{12}C , ^{17}O , ^{18}O und ^{26}Al am Geschehen teil, d. h. der komplette CNOF- und NeNa- bzw. MgAl-Zyklus werden aktiv. Erst danach ($T_9 = 0,03$, $\log T_9 = -1,52$) wird meßbar Wasserstoff verbraucht. Das hat zur Folge, daß der Anteil der CNOF-Katalysatoren zunimmt und damit auch die Brennrate. Dadurch dehnt sich der Kern aus, kühlt etwas ab und erreicht schließlich wieder das thermodynamische Gleichgewicht. Daher rührt der komplexe Kurvenverlauf in diesem Temperaturbereich. Zusätzlich wird ^{19}F aufgrund der schnellen Reaktion (2.13) komplett verbraucht. Auch ^{22}Ne wird reduziert, während ^{20}Ne unverändert bleibt. Weiterhin wird eine signifikante

Menge von ^{26}Al erzeugt (MgAl-Zyklus!). Bei $T_9 = 0,05$ ($\log T_9 = -1,2$) ist der Wasserstoff verbraucht und bei $T_9 \rightarrow 0,1$ ($\log T_9 \rightarrow -1$) wird ^{18}O und ^{26}Al verbraucht. Das ^{26}Al zerfällt bei diesen Temperaturen zu ^{26}Mg . ^{18}O wird durch Neutronen aus der Reaktion $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ zerstört, aber aufgrund der niedrigen ^{13}C -Konzentration zeigt dies nur eine minimale Auswirkung.

Der dominante Effekt des Wasserstoffbrennens ist also die *Umwandlung von Wasserstoff in ^4He* . Der zweitwichtigste Effekt ist die *Transformation der CNO-Isotope in ^{14}N* . In Abb. 2.4 werden die Erträge mit der solaren Häufigkeitsverteilung verglichen. Die solaren Häufigkeiten sind dabei durch ausgefüllte Quadrate dargestellt, die berechneten Vorhersagen durch Kreuze. Isotope desselben Elements sind durch durchgezogene bzw. gepunktete Geraden verbunden.

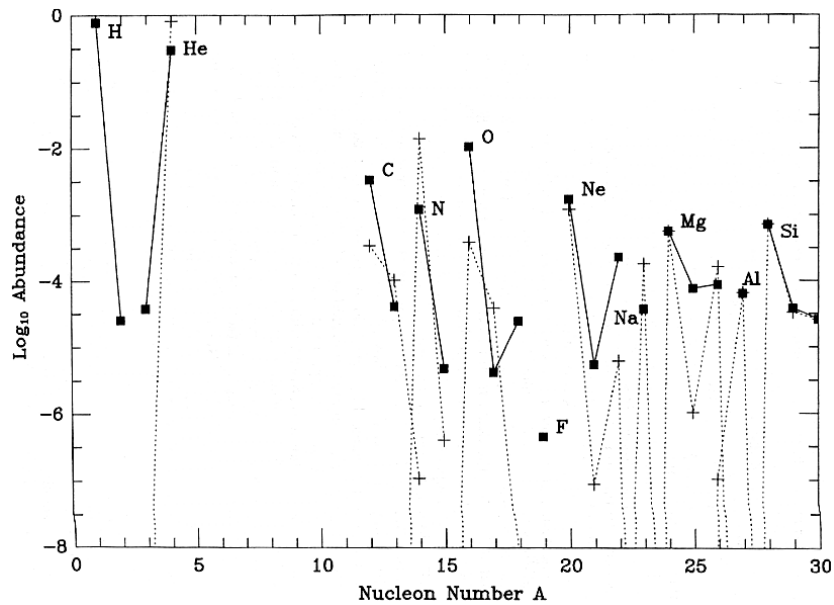


Abbildung 2.4: Erträge des Wasserstoffbrennens. Zugrundegelegt ist ein Stern mit einer Masse zwischen 20 und 25 M_\odot . [1]

Die Häufigkeiten von ^{20}Ne , ^{24}Mg , ^{27}Al und aller Isotope von Silizium sind unverändert. ^{17}O und ^{23}Na wird um etwa einen Faktor 10 angereichert. Etwas ^{13}C wird gebildet, aber ^{12}C , ^{15}N , ^{16}O , ^{18}O , ^{19}F , ^{21}Ne , ^{22}Ne und ^{25}Mg wird verbraucht. Der Großteil des gebildeten ^{26}Al ist zu ^{26}Mg zerfallen.

Bei schwereren Sternen ($M \approx 70 - 80 M_\odot$) sieht das Ergebnis fast identisch aus wie in Abb. 2.4, mit der Ausnahme von ^{26}Mg und ^{26}Al . Die Brenndauer ist dort etwa um einen Faktor 3 kürzer und das ^{26}Al hat nicht soviel Zeit zu zerfallen (Halbwertszeit $\tau = 7,5 \cdot 10^5$ Jahre). Daher fällt die ^{26}Al -Produktion

höher aus.

Als die Zerfallslinie von ^{26}Al in Gammastrahlungsuntersuchungen entdeckt wurde, kam die Frage auf, woher dieses kurzlebige Element kommt. Mit den obigen CNO-Zyklen wird das Wasserstoffbrennen als Entstehungsort interessant. Die zugehörigen Sterne sind verschiedener Natur. Der eben beschriebene schwere Stern mit $M \approx 70 - 80 M_{\odot}$ wird große Teile seiner Hülle abwerfen und als Wolf-Rayet-Stern enden (sozusagen ein reiner Heliumstern), bevor er weitere Brennphasen durchläuft. Auch das Wasserstoff-Schalenbrennen von AGB-Sternen (asymptotic giant branch im H-R-Diagramm, d. h. ein roter Überriese) kommt als Entstehungsort von ^{26}Al in Frage, da auch sie innerhalb kurzer Zeit große Mengen ihrer Hülle abwerfen, bevor die Temperatur zu weit angestiegen ist und ^{26}Al wieder zerfällt.

Außerdem kann dadurch das Problem der beobachteten Na-O Antikorrelation erklärt werden. Wird eine Anreicherung von Natrium in einem Stern bzw. in Wolken interstellarer Materie gemessen, so geht sie einher mit einer Abreicherung von Sauerstoff. Diese Tatsache kann man nun dem Wasserstoffbrennen in oben genannten Sternen zuschreiben. Als letzter Punkt ist auch noch die Anomalie von Isotopverhältnissen von Magnesium in Meteoriten aufgeklärt. Die Theorie über das Wasserstoffbrennen konnte also bereits einige offene Fragen der Astronomen beantworten. Außerdem wird das erzeugte ^{14}N in der nächsten Brennphase – dem Heliumbrennen – eine wichtige Rolle spielen.

2.2 Das Heliumbrennen

Ist der Wasserstoffvorrat im Kern aufgebraucht, so endet die Fusion und der Strahlungsdruck fällt weg. Der Kern geht dadurch wieder in eine Kontraktionsphase über, wobei die Temperatur ansteigt. Dadurch zündet das Wasserstoffbrennen in einer Schale um den Kern und durch die entstehende „Asche“ wächst der Heliumkern an. Ist dessen Temperatur auf 10^8 K gestiegen, so setzt dort das Heliumbrennen – also die Fusion von α -Teilchen – ein.

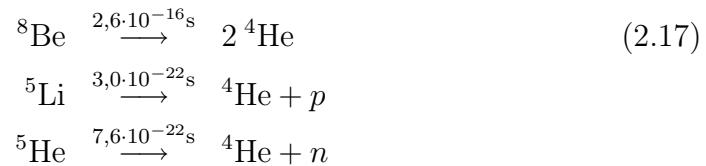
Den Hauptbeitrag zur Energiegewinnung liefert dabei der sog. 3α -Prozeß. Allerdings finden auch diverse andere α -Reaktionen statt. So liegen die CNO-Elemente nach dem Wasserstoffbrennen hauptsächlich als ^{14}N vor. Dieses verschmilzt nun sukzessiv mit α -Teilchen:



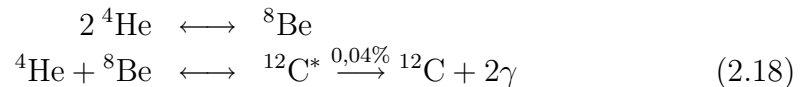
Die Reaktionen (2.15) und (2.16) liefern dabei den Hauptbeitrag zur Nukleosynthese von ^{18}O und ^{22}Ne .

2.2.1 Der 3α -Prozeß

Durch die Stabilitätslücken bei den Massenzahlen $A = 5$ und $A = 8$ konnten weder primordial noch beim Wasserstoffbrennen Elemente mit $A > 8$ gebildet werden (außer durch katalytische Prozesse wie den CNO-Zyklen; die Katalysatoren müssen aber außerhalb des Wasserstoffbrennens entstanden sein). Der langsamste Zerfall von Kernen mit $A = 5$ bzw. $A = 8$ ist der von ${}^8\text{Be}$ zu ${}^4\text{He}$:



Im Jahre 1952 schlug Salpeter erstmals den 3α -Prozeß als 3-Körperreaktion vor. Er dachte dabei an die simultane Fusion dreier Heliumkerne zu ${}^{12}\text{C}$. Jedoch ist die Wahrscheinlichkeit für diesen Fusionsprozeß viel zu niedrig, um mit stellaren Modellen übereinzustimmen. Er schlug daraufhin vor, daß die Verschmelzung dreier α -Teilchen in 2 Schritten über einen ${}^8\text{Be}$ -Compoundkern ablaufen soll. Der 3α -Prozeß wird später nach seinem Entdecker als Salpeter-Prozeß bezeichnet:



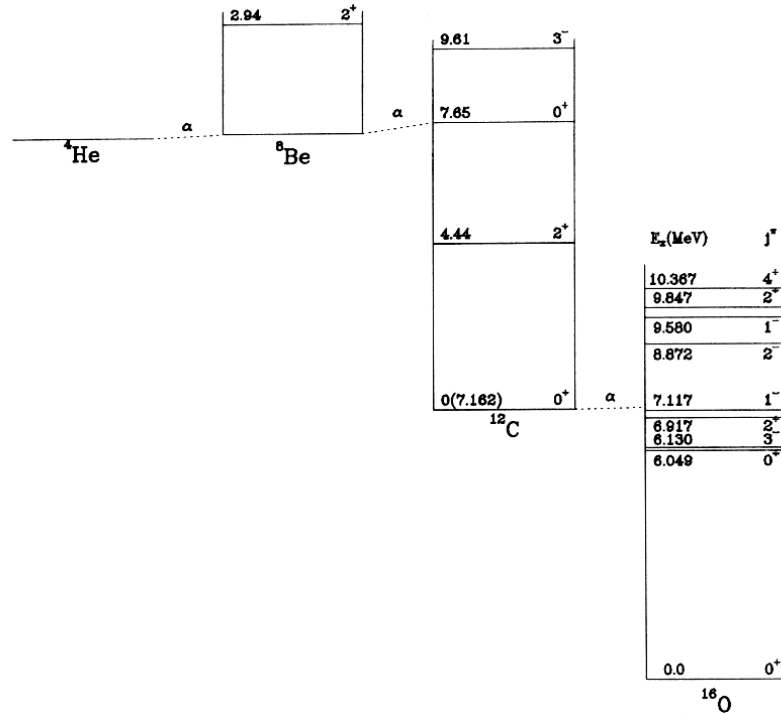
Hoyle verglich die beobachtete ${}^{12}\text{C}$ -Häufigkeit mit den Reaktionsraten von (2.18). Die Gleichgewichtshäufigkeit von ${}^8\text{Be}$ ist nur $\frac{{}^8\text{Be}}{{}^4\text{He}} = 10^{-9}$ und die Wahrscheinlichkeit für den Zerfall des angeregten ${}^{12}\text{C}^*$ -Kerns in den Grundzustand ist nur 0,04%. Daher sagte er 1954 voraus, daß nur dann eine signifikante Menge von ${}^{12}\text{C}$ erzeugt würde, falls (2.18) resonant ablief. 3 Jahre später fanden dann Fowler et al. das vorhergesagte Energieniveau von ${}^{12}\text{C}$ bei 7,644 MeV (vgl. Abb. 2.5).

Bemerkung:

Dieser Sachverhalt wird oft in Zusammenhang mit dem (schwachen) anthropischen Prinzip erwähnt:

Gäbe es die ${}^{12}\text{C}$ -Resonanz nicht, so würden nicht genug Elemente existieren, die für intelligentes Leben notwendig sind. Dann gäbe es auch niemanden, der sich z. B. mit Fragen der Nukleosynthese beschäftigen könnte.

Solche „Begründungen“ sind natürlich für einen Wissenschaftler unzureichend.

Abbildung 2.5: Niveauschema für den 3α -Prozeß [1]

Die Energielücke zwischen ${}^8\text{Be} + {}^4\text{He}$ und ${}^{12}\text{C}^*$ von 0,278 MeV kann von hochenergetischen α -Teilchen aus dem Maxwellschwanz überwunden werden. Damit ist die Erzeugung von ${}^{12}\text{C}$ im beobachteten Verhältnis sichergestellt.

Der Salpeterprozeß ist ein ganz wichtiger Schritt im Ablauf der gesamten Nukleosynthese. Nur knapp 2% aller Materie ist schwerer als ${}^4\text{He}$, aber fast alle (!) dieser Kerne mußten den sog. „Flaschenhals“ der ${}^{12}\text{C}$ -Resonanz durchlaufen.

2.2.2 Die Produktion des dritthäufigsten Elements: ${}^{16}\text{O}$

Ein weiterer α -Einfang führt zur Erzeugung von ${}^{16}\text{O}$:



Diese Reaktion verläuft nichtresonant. Klassisch wäre diese Reaktion sogar verboten. Oberhalb der Ruheenergie von ${}^{12}\text{C} + \alpha$ von 7,161 MeV liegt kein Energieniveau von ${}^{16}\text{O}$, das durch thermische Energien der α -Teilchen erreichbar wäre. Jedoch liegt knapp darunter eines bei 7,117 MeV (vgl. Abb. 2.5). Für eine klassische Reaktion kommt es zwar nicht in Frage, aber dieses Anregungsniveau besitzt eine endliche Lebensdauer gegen den γ -Zerfall in den

Grundzustand. Damit hat es nach der Heisenbergschen Unschärferelation eine Unschärfe in der Energie gemäß $\Delta\tau\Delta E \simeq \hbar$. Nur durch diesen quantenmechanischen Effekt wird die Reaktion (2.19) möglich. Für alle Zweifler an der Quantenmechanik sei daher Arnett [1, S. 222] zitiert:

„As oxygen breathers, we may well regard this aspect of quantum mechanics as relevant!“

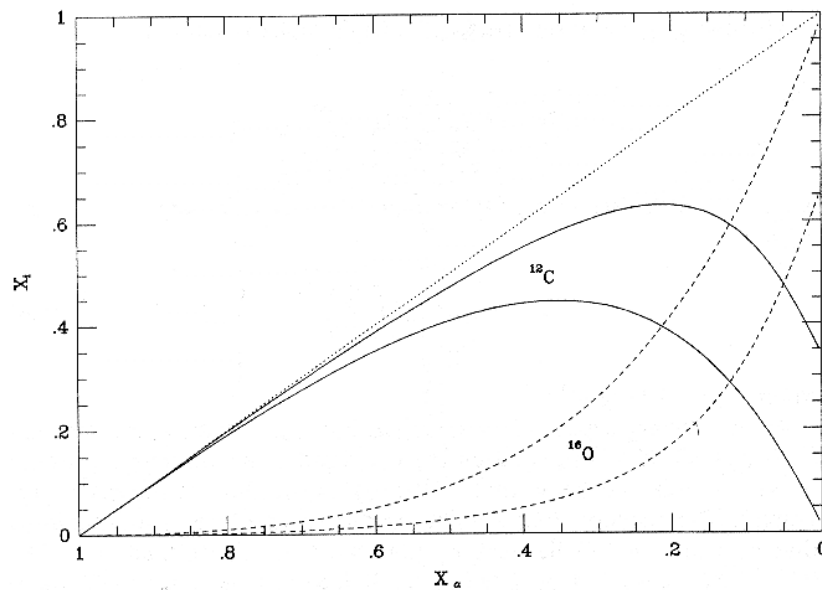
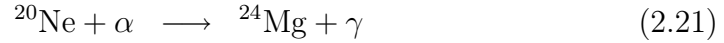


Abbildung 2.6: Die Produktion von ^{12}C und ^{16}O in Abhängigkeit von der Heliumkonzentration für zwei verschiedene Sterne. Dabei hat der eine Stern eine viermal so hohe Dichte wie der andere. Der obere Kohlenstoffgraph – und entsprechend der untere Sauerstoffgraph – gehört dabei zum leichteren Stern. [1]

Es hat sich herausgestellt, daß die Reaktionsrate für (2.19) nicht leicht vorhersagbar ist. Es müssen Wirkungsquerschnitte mit einer Genauigkeit von Nanobarn gemessen werden, wobei die experimentellen Schwierigkeiten noch nicht alle gelöst sind und die systematischen Fehler noch bei etwa 35% liegen. Außerdem ergeben sich Abhängigkeiten von der Masse des Sternes und der Konzentration des verbleibenden ^4He (vgl. Abb. 2.6). D. h. auch die Sternmodelle müssen noch exakter werden, um bessere Vorhersagen zu erlauben. Die beobachtete kosmische Häufigkeit von ^{12}C und ^{16}O liegt in der gleichen Größenordnung ($\log X_{^{12}\text{C}} = 7,000$; $\log X_{^{16}\text{O}} = 7,375$; Norm: $\log X_{\text{Si}} = 6$). Das ist die Vorgabe, welche die Vorhersagen bestätigen sollen. Das bedeutet

aber auch, daß daraus wieder Rückschlüsse auf die Richtigkeit stellarer Modelle gezogen werden können. Die Theorie geht also mit der Beobachtung Hand in Hand.

Weitere α -Einfänge verlaufen sehr langsam und für (2.21) sind bereits Sterne mit Massen $M > 50 M_{\odot}$ nötig:



Diese beiden Reaktionen (2.20) und (2.21) haben keine resonanten Energieniveaus und daher sind die relativen Häufigkeiten der Produkte exponentiell niedriger als die von ^{12}C und ^{16}O gemäß $X_i \sim e^{Z_1 Z_2}$. Weitere α -Einfänge höherer Elemente finden im Heliumbrennen aufgrund zu niedriger Temperatur überhaupt nicht mehr statt.

2.2.3 Die Bedeutung für die Nukleosynthese

Die Hauptprodukte des Heliumbrennens sind ^{12}C und ^{16}O . Abbildung 2.7 zeigt die Abläufe der Nukleosynthese in Abhängigkeit von der Temperatur. Die Zusammensetzung und Masse des zugrundeliegenden Sterns ist diesselbe wie in Abb. 2.3.

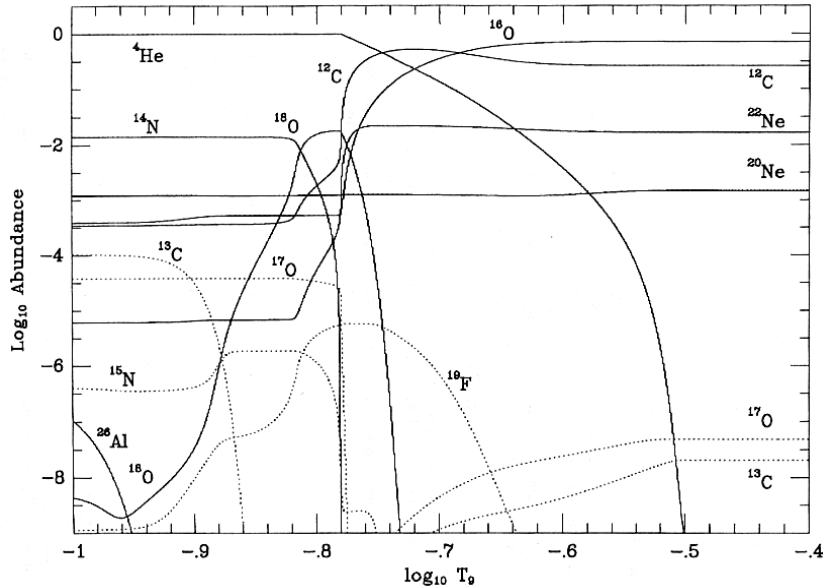


Abbildung 2.7: Isotopentwicklung beim Heliumbrennen [1]

Bei $T_9 = 0,1$ d. h. $\log T_9 = -1$ nehmen ^{26}Al und ^{18}O weiter ab wie in Kapitel 2.1.3 besprochen. Ab $T_9 \rightarrow 0,125$ ($\log T_9 = -0,9$) zerstören die Neutronen aus $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ das vorhandene ^{18}O mittels $^{18}\text{O}(n, \gamma)^{19}\text{F}$. Jedoch wird ^{18}O über (2.14) und (2.15) wieder produziert. Steigt die Temperatur über $T_9 \rightarrow 0,144$ ($\log T_9 = -0,84$), so sieht man, daß ^{14}N verbraucht und nach und nach komplett durch ^{18}O ersetzt wird.

Bei $T_9 \rightarrow 0,158$ ($\log T_9 = -0,8$) beginnt das eigentliche Heliumbrennen und ^4He wird zuerst in ^{12}C und kurz darauf in ^{16}O verbrannt. Gleichzeitig treten weitere α -Einfänge auf, nämlich $^{18}\text{O}(\alpha, \gamma)^{22}\text{Ne}$, $^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$ sowie die Neutronen produzierende Reaktion $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$. Die Magnesiumisotope sind in Abb. 2.7 nicht eingezeichnet. Obwohl der letztgenannte Prozeß eine vergleichbar geringe Rate besitzt aufgrund der hohen Coulombbarriere, erzeugt er dennoch einen signifikanten Neutronenfluß. Diese Neutronen werden dann hauptsächlich durch schwerere Kerne eingefangen, dienen aber auch zum Aufbau von ^{17}O und ^{13}C .

In Abb. 2.8 werden die Vorhersagen mit den solaren Häufigkeiten verglichen.

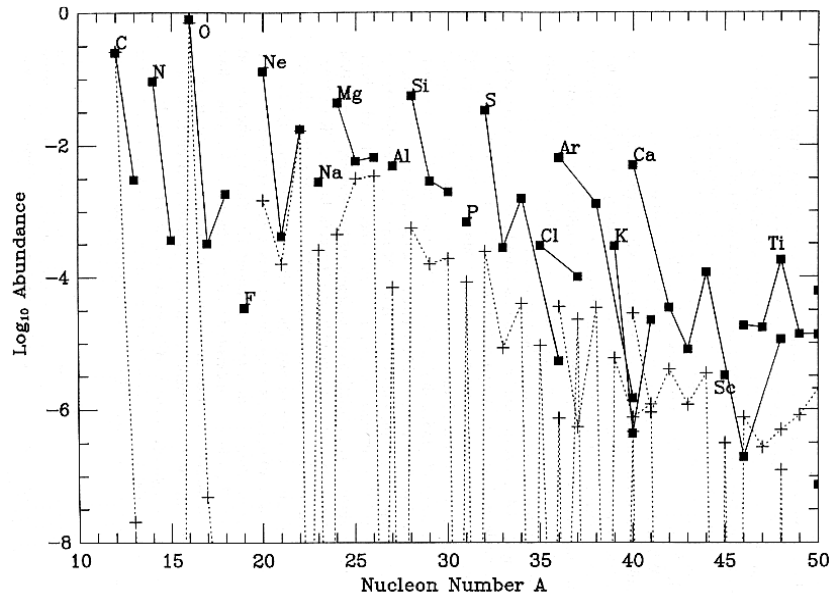
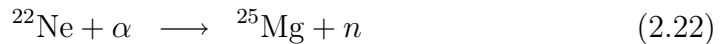


Abbildung 2.8: Erträge des Heliumbrennens für niedrige Massenzahlen [1]

Die Reaktionsrate für (2.19) wurde so gewählt, daß als Ergebnis das $\frac{^{12}\text{C}}{^{16}\text{O}}$ -Verhältnis mit dem solaren Wert übereinstimmt. Man sieht, daß auch ^{22}Ne in solarer Häufigkeit produziert wird und ^{21}Ne bleibt nur etwas unterhalb des solaren Wertes. Sowohl ^{40}K als auch ^{40}Ar werden in richtiger Menge produziert. Das ist vor allem deswegen wichtig, da diese beiden Isotope bei späteren Brenn-

prozessen in zu niedrigen Mengen erzeugt werden. Daher kann deren Synthese eindeutig dem Kern-Heliumbrennen zugeschrieben werden. Das Kreuz über ^{40}Ar gehört zu ^{40}Ca , welches um einen Faktor 100 zu wenig produziert wird. Die ganzen Elemente, die in deutlich zu niedrigen Häufigkeiten erzeugt wurden, müssen in einem späteren Brennprozeß synthetisiert werden.

Das Heliumbrennen hat noch eine zweite wichtige Bedeutung für die Nukleosynthese. Die entstehenden Neutronen sind Grundlage für Neutroneneinfangprozesse (vgl. Kap. 3). Zwei Reaktionen erzeugen dazu ausreichende Flüsse:



Damit beide Reaktionen ablaufen können, müssen verschiedene Durchmischungen auftreten. Das ^{12}C aus dem Heliumbrennen muß in eine Wasserstoffbrennzone gelangen und nach $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}(e^+ \nu_e)^{13}\text{C}$ muß das ^{13}C wieder zurück in die Heliumbrennzone. Dort läuft dann (2.23) ab. Ebenso muß ^{14}N aus dem CNO-Zyklus in die Heliumbrennzone für (2.14)-(2.16) und anschließend (2.22).

Diese Durchmischungen treten in mittelschweren Sternen mit Massen von $2,3 M_\odot < M < 9 M_\odot$ über lange Zeiträume auf. Die Masse ist zu gering, um Kohlenstoffkernbrennen zu zünden, und so läuft in diesen Sternen nur Heliumkernbrennen und Wasserstoffschalenbrennen ab. Dabei auftretende periodische Instabilitäten (Heliumblitz, Dredge-up) führen zu großräumigen konvektiven Zonen, welche die nötigen Durchmischungen gewährleisten. Zusätzlich erzeugt die heiße Materie, die in äußere Sternregionen vordringt, starke stellare Winde, welche dann die erzeugten Elemente auch in das interstellare Medium befördern. Die beschriebenen mittelschweren Sterne sind dabei für die *Hauptkomponente des s-Prozesses* verantwortlich, während in schwereren Sternen im dortigen Heliumkernbrennen und v. a. in darauffolgenden Brennprozessen die *schwache Komponente des s-Prozesses* stattfindet.

Abb. 2.9 ist die Fortsetzung von Abb. 2.8 hin zu höheren Massenzahlen und zeigt die Produkte des Heliumkernbrennens für die schwache Komponente des s-Prozesses.

^{58}Fe wird mit solarer Häufigkeit erzeugt und Elemente zwischen $59 < A < 70$ sind um einen Faktor 2 bis 4 zu niedrig. Zu größeren Massenzahlen hin nimmt ihre Häufigkeit noch weiter ab und Elemente mit $A > 90$ werden nicht erzeugt. Verbesserungen hat man gefunden, wenn man einen Stern mit größerer Masse für die Berechnungen zugrunde legt, da dann die Rate von (2.22) ansteigt und dadurch die Neutronenflüsse stärker werden. Die Elemente mit $A > 90$ werden der Hauptkomponente des s-Prozesses zugeschrieben. Für dessen Beschreibung siehe Kap. 3.1.

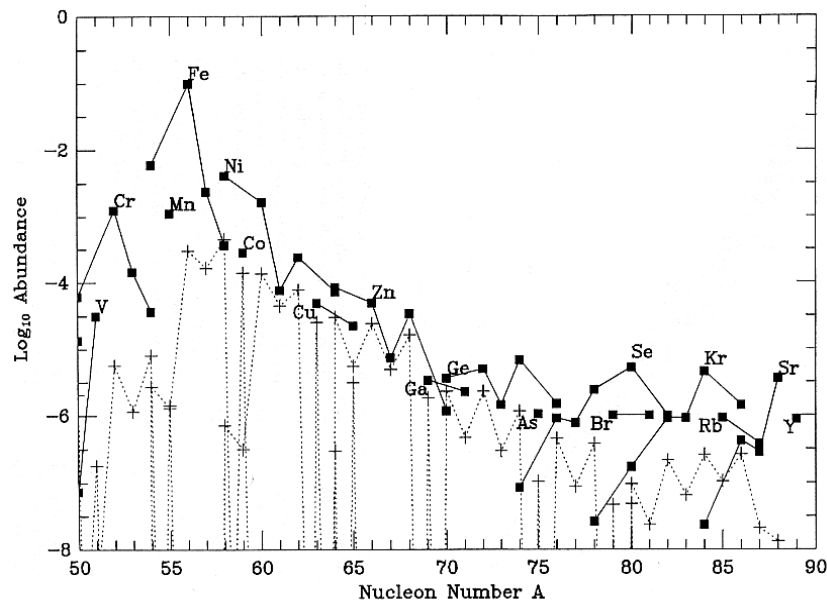


Abbildung 2.9: Erträge des Heliumbrennens für hohe Massenzahlen [1]

2.3 Das Kohlenstoffbrennen

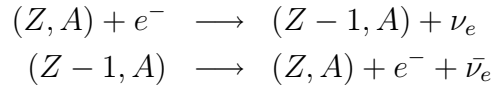
Nachdem der Heliumvorrat im Kern aufgebraucht ist, setzt erneut eine Kontraktion des Kerns analog wie am Ende des Wasserstoffbrennens ein. Dadurch steigt die Temperatur wiederum an und bei $T > 7 \cdot 10^8$ K zündet das Kohlenstoffbrennen – also die Verschmelzung zweier Kohlenstoffkerne.

Der Energietransport findet ab diesem Zeitpunkt aufgrund der hohen Temperaturen nach einem grundlegend anderen Mechanismus statt wie zuvor. Wurde die durch Fusion erzeugte Energie beim Wasserstoff- und Heliumbrennen zum größten Teil durch Photonen aus dem Kern an die Oberfläche transportiert und dann abgestrahlt, so wird ab dem Kohlenstoffbrennen die im Kern erzeugte Energie durch Neutrinos abgestrahlt. Diese wechselwirken bei den vorhandenen Teilchendichten (Ausnahme: Supernovae) äußerst gering mit der Materie und verlassen den Stern daher instantan, während die Photonen durch diffuse Streuung 10^5 bis 10^7 Jahre brauchen um die Sternoberfläche zu erreichen. Durch den grundsätzlich anderen Kühlmechanismus ändert sich auch die Zeitdauer der Brennphase. Zusätzlich zum niedrigeren Energiegewinn pro Nukleon wird die erzeugte Energie sofort den Stern verlassen. Da die Neutrinos dem Gravitationsdruck nicht entgegenwirken, wird der Brennstoffvorrat sehr viel schneller verbraucht, um das hydrostatische Gleichgewicht zu gewährleisten. Das Kohlenstoffbrennen dauert daher nur maximal mehrere hundert Jahre. Allerdings stellen die Neutrinos bei der Supernova sicher, daß ein Großteil der

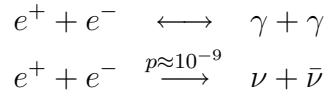
Sternmaterie explosiv vom Stern weggeschleudert wird und somit am Materiekreislauf teilnehmen kann. Ohne die Neutrinos würde der Stern fast vollständig zu einem schwarzen Loch oder Neutronenstern kollabieren und die erzeugten Elemente wären „verloren“.

Die beteiligten Neutrinos entstehen dabei in verschiedenen Prozessen:

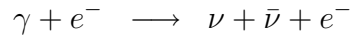
- Abwechselnder Elektroneneinfang und Betazerfall:



- Elektron-Positron-Zerstrahlung:



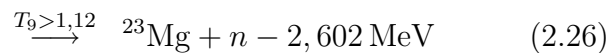
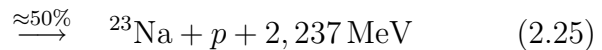
- Zerfall eines Photons an einem Elektron



Da die Sterne, welche das Kohlenstoffbrennen und noch weitere Brennphasen gezündet haben, kurz vor der Supernova (bzw. Nova) stehen, muß unterschieden werden, ob es sich um hydrostatisches Brennen vor oder explosives Brennen während einer Supernova handelt. Es wird sich nämlich zeigen, daß die Erzeugung der Materie ab dem Kohlenstoffbrennen nicht über einen Kamm geschert werden kann.

2.3.1 Beteiligte Reaktionen beim Kohlenstoffbrennen

Nach dem Heliumbrennen sind die Haupt„aschen“ ^{12}C und ^{16}O . Für die Verschmelzung zweier Kohlenstoffkerne ist das Produkt $Z_1 Z_2$ am kleinsten, so daß diese Reaktion die nächste Stufe des nuklearen Brennens ist. Die beiden Kerne fusionieren dabei zu ^{24}Mg , welches in drei verschiedene Kanäle zerfällt:



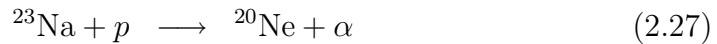
Reaktion (2.26) verläuft endotherm und wird daher erst ab Temperaturen über $1,12 \cdot 10^9 \text{ K}$ relevant.

Die erzeugten Neutronen, Protonen und α -Teilchen reagieren bei den hohen Temperaturen sehr schnell mit den vorhandenen Kernen. Da sie weitaus höhere Energien besitzen wie sie im thermischen Gleichgewicht hätten, können sie auch mit schwereren Kernen fusionieren.

Die α -Teilchen werden dabei hauptsächlich durch (α, n) -Reaktionen von ^{22}Ne und dem selteneren ^{18}O verbraucht, zu einem kleinen Bruchteil auch von $^{24}\text{Mg}(\alpha, \gamma)^{28}\text{Si}$.

Auch die Neutronen verschmelzen mit diversen Kernen und hinterlassen Isotope mit Neutronenüberschuß wie ^{23}Na , ^{25}Mg , ^{26}Mg , ^{27}Al , ^{29}Si , ^{30}Si und ^{31}P . Außerdem können sie mit schweren Kernen jenseits von Eisen fusionieren, da sie keine Coulombbarriere überwinden müssen.

Die Protonen schließlich reagieren hauptsächlich über



Reaktionen von Kohlenstoff mit Sauerstoff finden aufgrund der hohen Coulombbarriere nicht statt, und bis die Temperaturen dafür hoch genug sind, ist ^{12}C bereits aufgebraucht.

In welchem Verhältnis zueinander die einzelnen Kerne erzeugt werden, hängt davon ab, wo und unter welchen Bedingungen das Kohlenstoffbrennen abläuft. Daher müssen für die Ergebnisse der Nukleosynthese verschiedene Fälle unterschieden werden.

2.3.2 Nukleosynthese beim explosiven Kohlenstoffbrennen

Während einer Supernova sind die freiwerdenden Energien so enorm, daß Schalenkohlenstoffbrennen in Sternregionen gezündet werden kann, in denen vorher die Temperatur zu niedrig war. Der ganze Brennvorgang dauert allerdings nur knapp 1 Sekunde. Daher die Bezeichnung „explosives Brennen“. Dabei können keine Betazerfälle mehr stattfinden im Gegensatz zum hydrostatischen Brennen. Den Aufbau bzw. Abbau der beteiligten Elemente zeigt Abb. 2.10. Ausgangspunkt der Berechnung sind die Aschen des Heliumbrennens. Man sieht, wie im Verlauf des Brennvorgangs (sinkende Konzentration von ^{12}C) ^{20}Ne und die Magnesiumisotope angereichert werden. ^{25}Mg ist nicht eingezeichnet. ^{23}Na wird zwar über (2.25) gebildet, aber auch über (2.27) zerstört, daher der schwankende Verlauf. ^{22}Ne und ^{18}O werden wie oben beschrieben abgebaut. Stellvertretend für Elemente jenseits von Eisen ist die Produktion zweier Zinkisotope eingezeichnet.

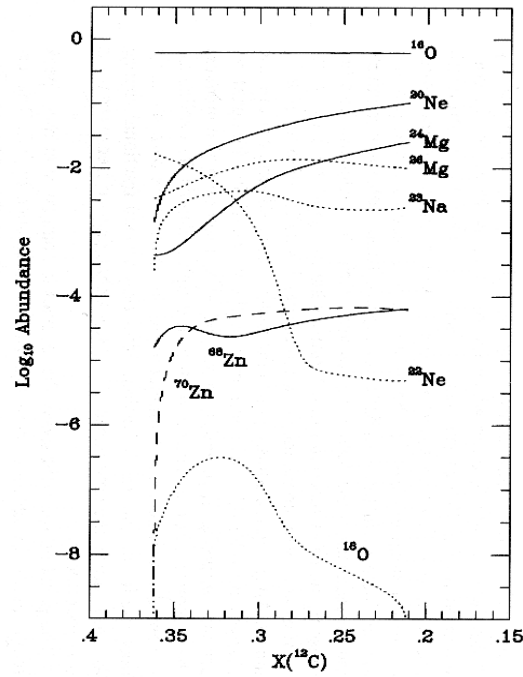


Abbildung 2.10: Isotopentwicklung beim explosiven Kohlenstoffbrennen. [1]

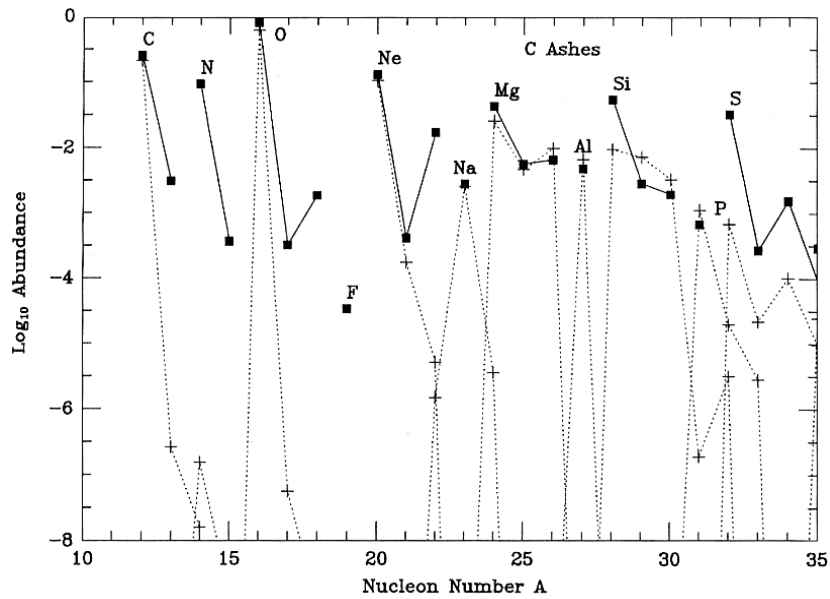


Abbildung 2.11: Erträge des explosiven Kohlenstoffbrennens für niedrige Massenzahlen. [1]

Trägt man die erzeugten Elemente wieder zusammen mit den solaren Häufigkeiten auf, so ergibt sich Abb. 2.11. ^{20}Ne wird nun in solarer Häufigkeit erzeugt. Die Isotope ^{21}Ne und ^{22}Ne wurden beim Heliumbrennen in richtiger Menge gebildet, d. h. die Erzeugung von Neon ist damit geklärt. Ebenso werden die Magnesiumisotope und ^{23}Na sowie ^{27}Al gut reproduziert. Die Isotope von Silizium und Phosphor sind um etwa einen Faktor 3 über- bzw. unterproduziert. Thielemann, Arnould und Truran haben leicht abweichende Reaktionsraten verwendet und damit die Silizium- und Phosphorisotope annähernd in solarer Häufigkeit reproduziert. An dieser Tatsache sieht man, wie sensibel die Modelle auf die Änderung der Parameter reagieren. Daher ist die exakte Bestimmung der Wirkungsquerschnitte und damit der Raten der beteiligten Reaktionen ein dringendes Anliegen der Theoretiker. Zwar werden die experimentellen Fehler von Jahr zu Jahr verringert, jedoch ist ein endgültiges Ergebnis in naher Zukunft noch nicht zu erwarten, da nach der Beseitigung der experimentellen Schwierigkeiten dann wieder Fehler bzw. zu grobe Vereinfachungen in den stellaren Modellen eine exakte und realistische Vorhersage unmöglich machen. Verlängert man Abb. 2.11 hin zu höheren Massenzahlen, so taucht ein Problem auf:

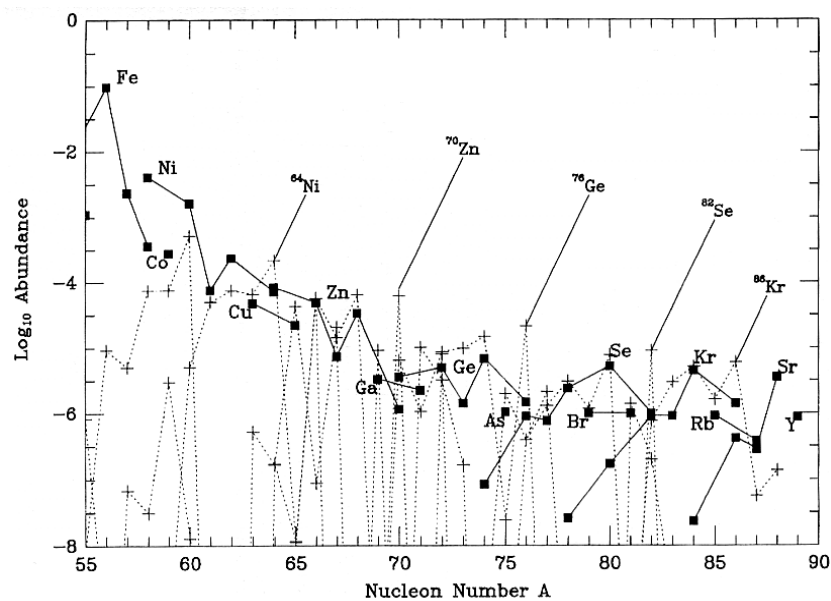


Abbildung 2.12: Erträge des explosiven Kohlenstoffbrennens für hohe Massenzahlen. [1]

Während fast alle Elemente ab Nickel in etwa den solaren Häufigkeiten entsprechen, fallen 5 Elemente aus dem Rahmen (vgl. Abb. 2.12): ^{64}Ni , ^{70}Zn , ^{76}Ge , ^{82}Se und ^{86}Kr . Diese sind alle um etwa eine Größenordnung überproduziert.

Am stärksten fällt die Diskrepanz bei Zink ins Auge. Es werden fast gleiche Mengen von ^{70}Zn und ^{68}Zn erzeugt, wobei das leichtere Isotop in solarer Häufigkeit gebildet wird. Das Verhältnis der beiden Isotope ist sehr genau bekannt und beträgt $\frac{^{70}\text{Zn}}{^{68}\text{Zn}} = 0,033$. Das heißt, wir haben eine Überproduktion um einen Faktor 30, was nicht annähernd mit den Beobachtungen in Einklang zu bringen ist.

Sieht man sich diese 5 Elemente in der Nuklidkarte an, so erkennt man, daß alle einen instabilen Nachbarn in Richtung Stabilitätstal besitzen (vgl. Abb. 2.13, eingekreiste Quadrate).

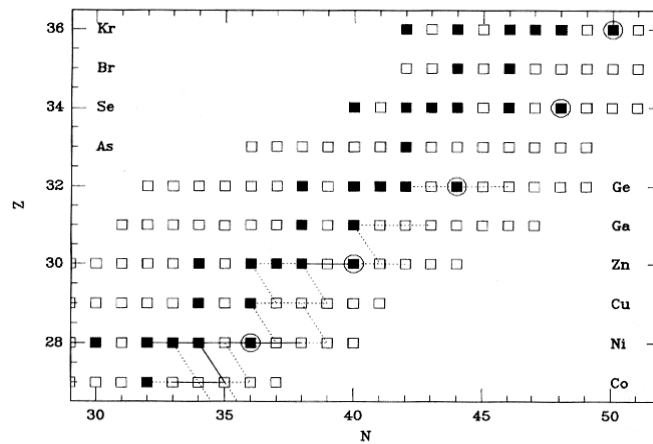


Abbildung 2.13: Ausschnitt aus der Nuklidkarte. Stabile Kerne sind ausgefüllte Quadrate, die leeren Vierecke sind instabile Nuklide. [1]

Würde also die Anlagerung von Neutronen langsam genug ablaufen, so hätten die instabilen Nachbarkerne Zeit, um zu zerfallen und die fünf überproduzierten Kerne würden in wesentlich geringeren Häufigkeiten gebildet. Tabelle 2.2 gibt die Halbwertszeiten der Nachbarkerne im Grundzustand und in niedrigen Anregungsniveaus (in Klammern) wieder.

Kern (Z, A)	Nachbarkern ($Z, A-1$)	Halbwertszeit ($Z, A-1$)
^{64}Ni	^{63}Ni	100 a
^{70}Zn	^{69}Zn	56 min (14, 0 h)
^{76}Ge	^{75}Ge	82, 8 min (48 s)
^{82}Se	^{81}Se	18, 5 min (57, 3 min)
^{86}Kr	^{85}Kr	10, 7 a (4, 48 h)

Tabelle 2.2: Halbwertszeiten der instabilen Nachbarkerne. [1]

Wie man sieht, ist ^{63}Ni das langlebigste Isotop und die Reduktion um einen Faktor 4 würde 200 Jahre in Anspruch nehmen. Daraus folgt, daß auch die Dauer des Kohlenstoffbrennens mindestens in der Größenordnung mehrerer Jahrhunderte liegen sollte, um das obige Problem der Überproduktion zu lösen.

2.3.3 Nukleosynthese beim hydrostatischen Brennen

Das hydrostatische Brennen dauert, wie oben gefordert, mehrere Jahrhunderte und der Stern ist dabei im hydrostatischen Gleichgewicht – daher der Name. Um zu entscheiden, ob Schalen- oder Kernbrennen für die Elementerzeugung des interstellaren Mediums verantwortlich ist, ist es einfach, sich am Neutronenüberschuß zu orientieren. Dieser ist definiert durch

$$\eta = \sum_i \frac{N_i - Z_i}{N_i + Z_i} X_i \propto 10^{-3}$$

Dabei ist X_i die absolute Häufigkeit des Kernes i . Der Neutronenüberschuß der beobachteten solaren Elemente ist in etwa $\eta \approx 2 \cdot 10^{-3}$. Weichen die Nukleosynthesevorhersagen einer Brennphase zu weit von diesem solaren Wert ab, so können diese Elemente nicht für die Produktion der solaren Häufigkeiten verantwortlich sein.

Beim hydrostatischen Brennen gibt es wieder die beiden Möglichkeiten des Kern- bzw. Schalenbrennens. Die beteiligten Reaktionen sind dieselben wie in Kapitel 2.3.1 beschrieben, aber die Häufigkeitsverteilung der Produkte ist eine andere wie beim explosiven Brennen. Tabelle 2.3 gibt die Entwicklung der wichtigsten Isotope wieder, zusammen mit der herrschenden Temperatur in 10^9 K , dem Neutronenüberschuß η und der verstrichenen Zeit in Einheiten von 10^{10} Sekunden.

^{12}C	^{16}O	^{20}Ne	^{22}Ne	^{23}Na	^{24}Mg	T_9	$10^3\eta$	t_{10}
0,261	0,710	0,002	0,016			0,761	2,08	0,000
0,249	0,708	0,013	0,015			0,845	2,12	0,434
0,150	0,661	0,143	0,008	0,011	0,007	0,910	2,19	0,962
0,019	0,599	0,306	0,002	0,016	0,027	1,116	2,35	1,195
0,001	0,592	0,324	0,002	0,016	0,033	1,402	2,37	1,202

Tabelle 2.3: Verlauf des hydrostat. Kern- und Schalenkohlenstoffbrennens. [1]

Ob die im Kern erzeugten Elemente wirklich an das interstellare Medium abgegeben werden, hängt von Durchmischungsprozessen im Stern ab. Da aber der Ertrag derselbe ist wie beim Schalenbrennen, kann man dies sowieso nicht unterscheiden. Im Vergleich mit dem explosiven Brennen zeigt sich, daß jetzt auch ^{16}O verbraucht wird. ^{22}Ne wird ebenso auf etwa 10% reduziert. Allerdings wird mehr ^{23}Na und weniger ^{24}Mg erzeugt. Trägt man die Erzeugnisse wieder zusammen mit den solaren Häufigkeiten auf, so ergeben sich Abb. 2.14 und Abb. 2.15

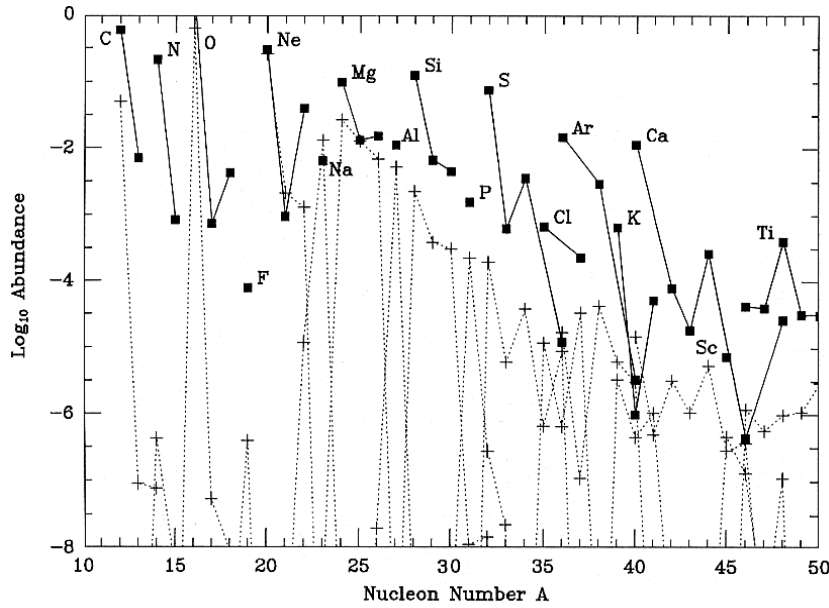


Abbildung 2.14: Erträge des hydrostatischen Kohlenstoffbrennens für niedrige Massenzahlen. [1]

Zusätzlich werden ^{25}Mg , ^{26}Mg , ^{27}Al , ^{36}S , ^{40}Ar , ^{40}K und ^{46}Ca innerhalb eines Faktors 2 mit den gleichen Häufigkeiten wie die solaren Elemente erzeugt. Anhand der niedrigen Massenzahlen kann also keine definitive Entscheidung zwischen explosivem und hydrostatischem Brennen getroffen werden. Das ändert sich jedoch bei hohen Massenzahlen. Die in Kapitel 2.3.2 beschriebenen Überproduktionen fallen komplett weg. Fast alle Elemente zwischen Kupfer und Krypton werden mit ihren solaren Häufigkeiten erzeugt mit Ausnahme von ^{79}Br und ^{81}Br , die um einen Faktor 2 unterproduziert werden. Ebenso ist ^{80}Se um einen Faktor 30 zu niedrig. Dies mag aber daran liegen, daß sich diese Isotope an der Grenze der Netzwerkberechnung befinden. Es wurden für die Simulation nur Nuklide bis Krypton betrachtet. An den Grenzen kann es daher zu Randabweichungen aufgrund der Nichtberücksichtigung höherer Elemente kommen.

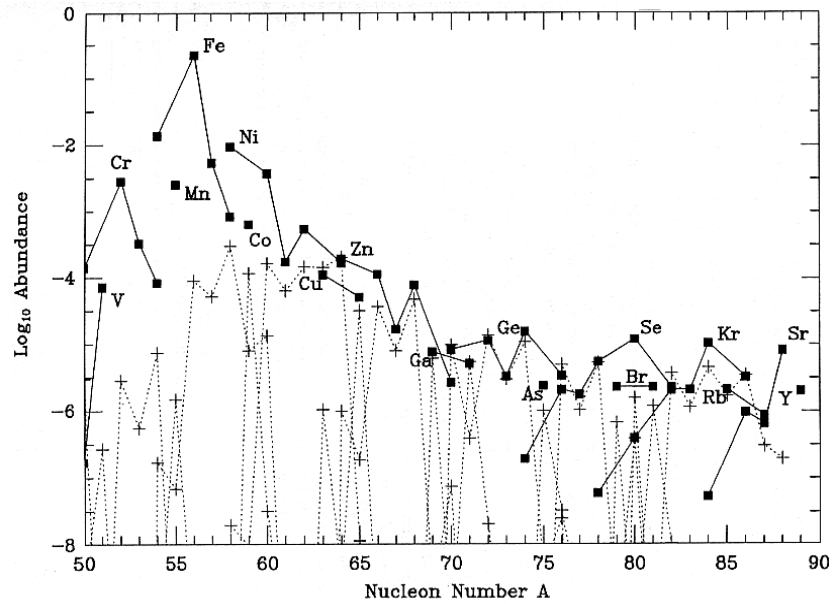


Abbildung 2.15: Erträge des hydrostatischen Kohlenstoffbrennens für hohe Massenzahlen. [1]

Wägt man diese Ergebnisse ab, so ist für die Erzeugung der kosmischen Elementverteilung das hydrostatische Kohlenstoffbrennen auf jeden Fall dem explosiven Brennen vorzuziehen. Das heißt mit anderen Worten, daß die Produkte des explosiven Brennens kollabieren und im Supernovaüberrest zurückbleiben, oder daß das explosive Brennen überhaupt nicht stattfindet. Eine Entscheidung zwischen diesen Alternativen wird erst nach der Diskussion der folgenden Brennphasen möglich sein.

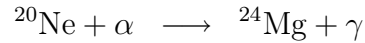
Außerdem ist damit als *wichtigster Ort für die schwache Komponente des s-Prozesses* das hydrostatische Kohlenstoffschalenbrennen ausgemacht. Diese Materie dürfte nämlich auch die Hauptkomponente der abgeworfenen Masse bei Supernovae sein und nimmt damit wieder am Materiekreislauf teil.

2.3.4 Die Neon-Photodissoziation

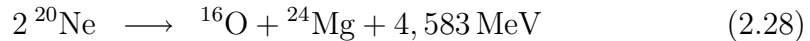
Das sogenannte Neonbrennen hat – wie sich zeigen wird – viele Ähnlichkeiten zum Kohlenstoffbrennen. Jedoch ist es keine Fusion von Neonkernen, wie der Name nahelegt, sondern die Photodesintegration von ^{20}Ne . Oberhalb von $T > 1,4 \cdot 10^9$ K wird ein ^{20}Ne -Kern gespalten gemäß



Die entstehenden α -Teilchen werden hauptsächlich von ^{20}Ne selbst eingefangen:



Somit ergibt sich als Nettoreaktion des „Neonbrennens“:



Die α -Teilchen reagieren aber genau wie beim Kohlenstoffbrennen auch über diverse (α, p) - und (α, n) -Reaktionen und erzeugen so freie Neutronen und Protonen. Wichtiger als im Kohlenstoffbrennen wird allerdings die auch dort ablaufende Reaktion



Die jetzt höhere Temperatur erhöht die Rate dieser Reaktion, so daß bei der Neonphotodissoziation deutlich mehr ^{28}Si erzeugt wird. Aufgrund von Neutroneneinfängen steigt damit auch die Häufigkeit von ^{29}Si . Auch Reaktion (2.27) läuft schneller ab, wodurch mehr ^{23}Na zerstört wird als beim Kohlenstoffbrennen.

Der im hydrostatischen Kohlenstoffbrennen verbrauchte Sauerstoff wird über (2.28) wieder gebildet und sogar auf Werte angereichert, die etwas oberhalb von denen vor dem Kohlenstoffbrennen liegen.

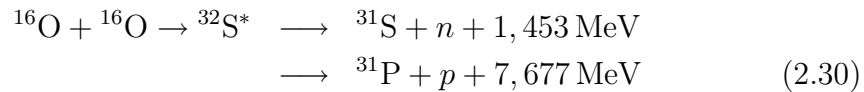
Abgesehen von diesen wenigen Ausnahmen sind aber aufgrund der weiteren Reaktionen der freien α -Teilchen, Neutronen und Protonen die Nukleosyntheseprodukte genau dieselben wie beim Kohlenstoffbrennen. Was sich geändert hat, ist im Wesentlichen der Erzeugungsmechanismus dieser freien leichten Teilchen. Auch die Diskussion bzgl. explosivem und hydrostatischem Brennen ist dieselbe mit den gleichen Schlußfolgerungen, so daß hier nicht nochmal die Ergebnisse im einzelnen aufgeführt werden müssen. Festzuhalten bleibt, daß das hydrostatische Kohlenstoff- und Neonbrennen die Elemente im *Bereich zwischen Neon und Silizium* in solaren Häufigkeiten produzieren.

Unabhängig von der Nukleosynthese gibt es aber einen gravierenden Unterschied, der nicht unerwähnt bleiben soll. Die Neonphotodissoziation produziert insgesamt nur etwas weniger als ein Drittel der Energie, die beim Kohlenstoffbrennen pro Nukleon frei wird. Zusammen mit dem niedrigeren Brennstoffvorrat und den höheren Reaktionsraten ergibt sich damit eine Brenndauer (des hydrostatischen Brennens) von nur noch etwa einem Jahr.

2.4 Das Sauerstoffbrennen

2.4.1 Kernprozesse beim Sauerstoffbrennen

Ist das Neonbrennen beendet, kontrahiert der Kern weiter bis eine Temperatur von etwa $2 \cdot 10^9$ K erreicht ist. Damit reicht die thermische Energie aus, um zwei Sauerstoffkerne zu verschmelzen. Das entstehende $^{32}\text{S}^*$ zerfällt danach in vier Kanäle:



Schon an den freiwerdenden Energien sieht man, daß (2.31) der häufigste Zerfallskanal ist, gefolgt von (2.30). Der angeregte Zustand von ^{32}S kann auch in den Grundzustand zerfallen, der stabil ist. Netzwerkrechnungen (s. u.) haben gezeigt, daß 90 Massenprozent der erzeugten Kerne im Sauerstoffbrennen aus ^{28}Si und ^{32}S bestehen. Für beide Isotope tritt im Sauerstoffbrennen zusätzlich noch je ein weiterer Syntheseweg auf, der zu den großen Häufigkeiten beiträgt: Ist im Stern noch ^{24}Mg vorhanden, so reagiert dieses zuerst mit den α -Teilchen aus (2.31):



Ist ^{24}Mg verbraucht, so lagern sich die freiwerdenden α -Teilchen aus (2.31) sukzessive an ^{28}Si an und bilden weitere Alphakerne wie ^{32}S , ^{36}Ar und ^{40}Ca in abnehmender Häufigkeit aufgrund der steigenden Coulombbarriere.

Bei den vorherrschenden Temperaturen werden Kerne mit Ladungszahl $Z > 28$ durch Photodissoziation über (γ, n) -Reaktionen zerlegt. Die dabei freiwerdenden Neutronen werden hauptsächlich in den Kernen ^{34}S , ^{38}Ar , ^{42}Ca und ^{54}Fe eingebaut. Dabei dienen einfach die vorhandenen Alphakerne als Saatkerne.

2.4.2 Nukleosynthese im explosiven Sauerstoffbrennen

Berechnet man anhand obiger Reaktionen die Erträge für die Nukleosynthese, so erhält man Abb. 2.16. Die Zusammensetzung der Masse des Brennstoffvorrates wurde dabei wie folgt gewählt: 54% ^{16}O , 30% ^{24}Mg , 2% ^{26}Mg und 14% ^{28}Si .

Zugrundegelegt wurden dazu die Ergebnisse des Heliumbrennens (gleiche Produktion von ^{12}C und ^{16}O) mit darauffolgendem Kohlenstoff- und Neonbrennen.

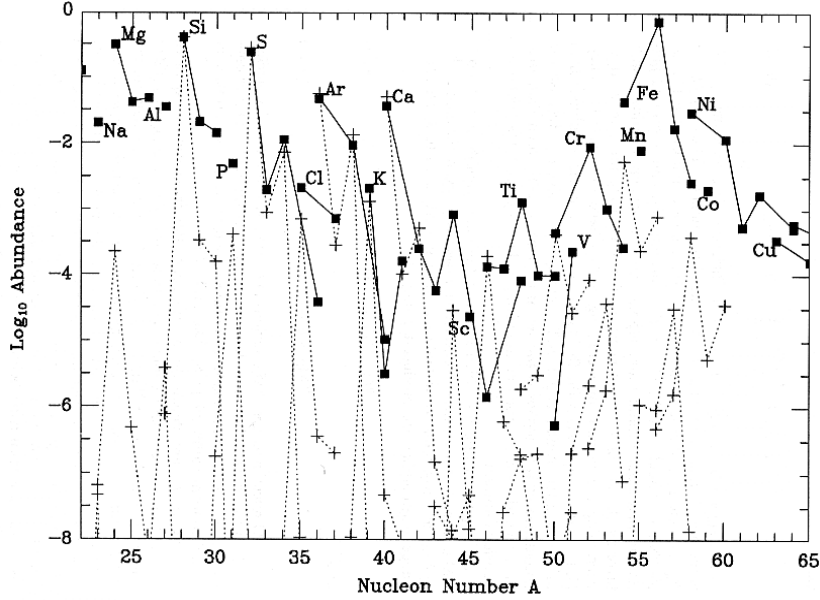


Abbildung 2.16: Erträge des explosiven Sauerstoffbrennens. [1]

Wie in Abschnitt 2.4.1 beschrieben, ist der Hauptertrag der Nukleosynthese ^{28}Si und ^{32}S . Die Isotope ^{29}Si , ^{30}Si und ^{31}P sind unterproduziert, was aber dadurch ausgeglichen wird, daß sie bereits im Kohlenstoff- bzw. Neonbrennen erzeugt wurden. Dieses Ineinandergreifen der Netzwerkrechnungen ist sehr ermutigend und läßt hoffen, daß man auf dem richtigen Weg zur Beschreibung der Fusionserträge ist.

Zwischen ^{32}S und ^{42}Ca stimmen die produzierten Häufigkeiten mit den solaren überein und auch die Isotopenverhältnisse in diesem Bereich sind sehr exakt reproduziert. Dies ist ein erstaunlicher Erfolg, vor allem hinsichtlich der nur innerhalb der Fehlergrenzen bekannten Reaktionsraten. Auch die immer genauere Vermessung derselben hat nicht an diesem Ergebnis gerüttelt. Erklären kann man dies dadurch, daß die sukzessiven α -Einfänge von ^{28}Si im Quasi-Gleichgewicht ablaufen. Daher hängen die Produktionsraten nicht mehr so sehr von Wirkungsquerschnitten, sondern mehr von Bindungsenergien und statistischen Faktoren ab. Gleichgewichtsprozesse beschreibt man über das chemische Potential:

$$\begin{aligned}\mu(^{32}\text{S}) &= \mu(\alpha) + \mu(^{28}\text{Si}) \\ \mu(^{36}\text{Ar}) &= \mu(\alpha) + \mu(^{32}\text{S}) \\ \mu(^{40}\text{Ca}) &= \mu(\alpha) + \mu(^{36}\text{Ar})\end{aligned}$$

Die chemischen Potentiale berechnen sich aus der Zustandssumme. Ineinander eingesetzt (vgl. Kap. 2.5.1) ergibt sich für das Verhältnis der Häufigkeiten [1]:

$$\frac{Y_{40}}{Y_{28}} = \left(\frac{10}{7}\right)^{\frac{3}{2}} 2^{-9} Y_{\alpha}^3 \theta^3 e^{\frac{\Delta Q}{kT}} \quad (2.33)$$

mit

$$\theta = \rho N_A \left(\frac{2\pi\hbar^2}{M_u kT} \right)^{\frac{3}{2}} = 0,1013 \frac{\rho}{T_9^{\frac{3}{2}}} \quad (2.34)$$

wobei $\Delta Q = (M_{28} + 3M_{\alpha} - M_{40})c^2$, M_u die Atommasse in atomaren Masseneinheiten und N_A die Avogadrozahl ist. Für gegebene Temperatur und Dichte im Stern gilt damit $\frac{Y_{40}}{Y_{28}} \propto Y_{\alpha}^3$. Somit ist das Verhältnis unabhängig von Wirkungsquerschnitt und Reaktionsraten. Wichtig wird das nukleare statistische (Quasi-) Gleichgewicht beim Siliziumbrennen (vgl. Kap. 2.5.1), wo es bis zum ^{56}Ni ausgedehnt wird, was aber hier aufgrund zu niedriger Temperaturen noch nicht möglich ist.

Drei Isotope sind zwischen Schwefel und Kalzium allerdings unterproduziert und zwar ^{40}K , ^{40}Ar und ^{36}S . Die ersten beiden sind bereits im Kernheliumbrennen in ausreichender Menge erzeugt worden, woran man wiederum die gute Verzahnung der Nukleosyntheserechnungen verschiedener Brennphasen erkennt. Problematisch ist allerdings die Produktion von ^{36}S . Bis heute ist sie nicht eindeutig geklärt, ja man weiß nicht einmal, ob es an der falschen Wahl der Parameter liegt, oder ob dieses Isotop nach einem ganz anderen Mechanismus gebildet wird. Der interessierte Leser möge sich in die Diplomarbeit [29] vertiefen, in welcher dieses Problem von verschiedenen Seiten beleuchtet wird.

Daß die produzierten Häufigkeiten nach Kalzium einbrechen, liegt an dessen magischer Protonenzahl ($Z = 20$). Die darauffolgenden Elemente (Titan und Scandium) sind schwächer gebunden als die Kalziumisotope und werden dadurch leichter durch Photodesintegration zerstört, was ihre niedrigeren Häufigkeiten erklärt.

Vom beobachteten Eisenpeak werden nur geringe Mengen gebildet und davon ist ^{54}Fe das Häufigste. Das Sauerstoffbrennen leistet also keinen nennenswerten Beitrag für die Erzeugung der Eisenpeakelemente. Daß gerade ^{54}Fe synthetisiert wird, liegt daran, daß die neutronenreichen Kerne ^{34}S , ^{38}Ar , ^{42}Ca (s. o.) stärker gebunden sind als die entsprechenden Alphakerne. Dasselbe gilt für die folgenden Kerne, die durch α -Einfang entstehen. Die Kerne mit Neutronenüberschuß können also das Nadelöhr bei Kalzium leichter überbrücken als die reinen Alphakerne. Die Temperatur ist beim explosiven Sauerstoffbrennen fast doppelt so hoch ($T \approx 3,5 \cdot 10^9 \text{ K}$) wie beim hydrostatischen Brennen und

reicht aus, um Kerne bis ^{54}Fe zu produzieren. Noch schwerere Kerne werden wie in Abschnitt 2.4.1 beschrieben durch Photodissoziation zerstört.

Das explosive Sauerstoffbrennen beschreibt also sehr gut die Erzeugung der Elemente im *Bereich zwischen Silizium und Kalzium*.

2.4.3 Nukleosynthese im hydrostatischen Brennen

Sieht man sich Tabelle 2.4 an, die den Verlauf des hydrostatischen Sauerstoffkernbrennens zeigt, so fällt anhand des Neutronenüberschusses η sofort ins Auge, daß die erzeugte Materie keinen Beitrag zur beobachtbaren kosmischen Materie leisten kann, da η um einen Faktor 3 über dem solaren Wert liegt.

^{16}O	^{24}Mg	^{28}Si	^{32}S	^{34}S	^{40}Ca	T_9	$10^3\eta$	t_7
0,757	0,103	0,079	0,007			1,808	2,43	0,00
0,719	0,098	0,107	0,017	0,001		1,925	2,70	0,31
0,658	0,078	0,155	0,041	0,003		1,939	3,13	0,54
0,494	0,040	0,252	0,129	0,012		1,980	4,18	1,08
0,188	0,009	0,371	0,134	0,050		2,118	5,68	1,80
0,089	0,001	0,439	0,332	0,087		2,232	6,03	1,96
0,059		0,463	0,324	0,082	0,003	2,295	6,12	2,00
0,026		0,505	0,302	0,055	0,016	2,415	6,18	2,04
0,011		0,531	0,280	0,040	0,027	2,534	6,20	2,05
0,001		0,550	0,270	0,039	0,026	2,766	6,26	2,06

Tabelle 2.4: Verlauf des hydrostatischen Sauerstoffkernbrennens. Ausgangspunkt ist die Elementverteilung nach dem Neonkernbrennen. Anders als in Tabelle 2.3 wird die Zeit jetzt in Einheiten von 10^7 s gemessen. [1]

Die ablaufenden Prozesse sind aber die Gleichen wie in Abschnitt 2.4.1 beschrieben, und so erkennt man wie ^{16}O und ^{24}Mg verbraucht und zum Großteil in ^{28}Si und ^{32}S umgebaut werden. Erst zum Ende der Brennphase bei Temperaturen über $T \approx 2,3 \cdot 10^9$ K wird ^{40}Ca in signifikanten Mengen gebildet. Diese Materie wird aber den Kernbereich nicht mehr verlassen können. Man erkennt auch, daß die Zeitdauer für das Sauerstoffbrennen nur noch weniger als 8 Monate beträgt. Und obwohl im Vergleich zum Neonbrennen mehr Brennstoff vorhanden ist und auch die Energieausbeute pro Nukleon höher ist (vgl. Tabelle 2.1), ist der Energieverlust durch Neutrinoabstrahlung aufgrund der höheren Temperatur deutlich stärker. Die Zeitspanne, die für eine großräumige Durchmischung im Stern nötig ist, ist die Kelvin-Helmholtz-Zeit

und liegt in der Größenordnung von 10^5 bis 10^7 Jahren. Dies bedeutet aber auch, daß von Vorgängen, die in solchen Zeiträumen vor einer Supernovaexplosion ablaufen, an der Sternoberfläche nichts zu sehen ist. Somit ist keine Veränderung der Luminosität meßbar. Dies wiederum heißt, wir können es einem Stern nicht ansehen, welchen Brennstoff er gerade verbraucht (nach dem Heliumbrennen) und wie lange es noch bis zu einer Supernova dauert.

Das hydrostatische Schalenbrennen ist – im Gegensatz zum Kohlenstoff- und Neonbrennen – nicht identisch mit dem Kernbrennen. Zwar werden etwa vergleichbare Mengenanteile von ^{28}Si und ^{32}S erzeugt wie beim Kernbrennen, aber die Brenndauer ist nicht mehr lang genug, um den gesamten ^{16}O -Vorrat zu verbrauchen. Die Temperatur steigt zudem schneller an und deswegen beginnt die Synthese der schweren Alphakerne ^{36}Ar und ^{40}Ca früher. Der wichtigste Unterschied ist aber derjenige, daß um einen Faktor 3 weniger ^{34}S gebildet wird und daher insgesamt weniger neutronenreiche Kerne. Dies hängt damit zusammen, daß aufgrund höherer Dichten im Kern dort der Elektroneneinfang begünstigt wird, was die Produktion weiterer Neutronen zur Folge hat. Dieser Effekt ist in der Schale geringer. Das hat Auswirkungen auf den Neutronenüberschuß η , der jetzt nur noch auf Werte um $2,6 \cdot 10^{-3}$ ansteigt.

Netzwerkrechnungen haben außerdem gezeigt, daß oberhalb des Eisenpeaks die Häufigkeit der schweren Elemente – wie schon beim explosiven Brennen – verschwindend gering sind aufgrund von Photodissoziationen. Allerdings gibt es jetzt drei Ausnahmen: Die p-Prozeß-Elemente ^{74}Se , ^{78}Kr und ^{80}Kr werden annähernd in solarer Häufigkeit erzeugt. (Das war die Obergrenze der Netzwerkrechnungen. Über darüberliegende p-Prozeßkerne kann keine Aussage gemacht werden.) Daher schlug Arnould 1976 das hydrostatische Sauerstoffschalenbrennen als *Ort für den p-Prozeß* vor. Zwei Jahre später allerdings diskutierten Woosley und Howard das explosive Sauerstoffbrennen als dessen Entstehungsort. Wo nun der p-Prozeß stattfindet und wie genau, ist bis heute noch nicht endgültig geklärt (vgl. Kap. 3.2.3).

Nun gibt es drei Möglichkeiten, was mit der produzierten Materie passiert. Sie kann so, wie sie ist, vom Stern ausgeschleudert werden oder noch den Prozess des explosiven Sauerstoffbrennens durchlaufen. Aufgrund des Wertes von η kann dies zumindest nicht mit der gesamten Materie des Schalenbrennens passieren, aber vielleicht mit einem bestimmten Bruchteil davon. Es sind aber noch detailliertere Modelle des Explosionsvorganges bei Supernovae nötig, um dazu konkrete Vorhersagen zu machen. Die dritte und wahrscheinlichste Möglichkeit ist, daß diese „Asche“ als Brennstoff für das Siliziumbrennen dient. Hierzu aber im nächsten Abschnitt mehr.

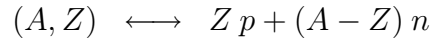
Insgesamt bleibt festzuhalten, daß die ejektierte Materie aus dem Sauerstoffbrennen zum allergrößten Teil aus dem explosiven Brennen kommt – also anders als beim Kohlenstoff- und Neonbrennen.

2.5 Das Siliziumbrennen

Ist der Sauerstoff als Brennstoff aufgebraucht, so kontrahiert der Stern nochmals, um dann die letzte Brennphase vor der Supernova zu zünden – das Siliziumbrennen. Dabei werden aber nicht, wie der Name vermuten läßt, zwei Siliziumkerne verschmolzen – dazu reicht die thermische Energie der Teilchen nicht aus – sondern es handelt sich um eine Photodissoziation, wie schon beim Neonbrennen. Allerdings ist jetzt die Temperatur hoch genug ($T \approx 3 \cdot 10^9$ K), daß das Silizium komplett in seine Nukleonen zerlegt werden kann.

2.5.1 Die Siliziumphotodissoziation

Hochenergetische Photonen spalten den vorhandenen Brennstoff Silizium und die anderen Kerne komplett zu Protonen und Neutronen. Diese wiederum fusionieren gleich wieder zu schwereren Kernen.



Dabei stellt sich ein Gleichgewicht ein – das sogenannte Nukleare Statistische Gleichgewicht (NSG). Will man Aussagen über die Häufigkeiten der Kerne (A, Z) machen, so muß man die obige Reaktion im Gleichgewicht auswerten. Dazu bedient man sich der chemischen Potentiale:

$$\mu_{(A,Z)} = Z \cdot \mu_p + (A - Z) \cdot \mu_n \quad (2.35)$$

Diese wiederum erhält man aus der Zustandssumme:

$$\mu_{(A,Z)} = -kT \ln \left(\frac{(2\pi m_{(A,Z)} kT)^{3/2}}{h^3 n_{(A,Z)}} \right) + Q(A, Z) \quad (2.36)$$

Dabei ist $m_{(A,Z)}$ die Masse des Kernes (A, Z) , $n_{(A,Z)}$ seine Häufigkeit im NSG und $Q(A, Z)$ seine gesamte Bindungsenergie. μ_n und μ_p erhält man analog, allerdings ist $Q(n) = Q(p) = 0$.

Einsetzen von (2.36) in (2.35) liefert dann die Saha-Gleichung:

$$\frac{n_{(A,Z)}}{n_p^Z n_n^{A-Z}} = \frac{2I_{(A,Z)} + 1}{2^A} A^{3/2} \left(\frac{h^2}{2\pi m_{(A,Z)} kT} \right)^{\frac{3}{2}(A-1)} e^{\frac{Q(A,Z)}{kT}} \quad (2.37)$$

Dabei wurden noch statistische Gewichtungsfaktoren berücksichtigt. $2I_{(A,Z)} + 1$ ist das statistische Gewicht (Spin) des Kernes (A, Z) und 2^A das statistische Gewicht der A Nukleonen.

Um Aussagen über die Häufigkeiten $n_{(A,Z)}$ in Abhängigkeit von der Bindungsenergie zu erhalten, müssen zuerst noch die drei unbekannten Werte von n_n , n_p und Temperatur T bestimmt werden. Da der Hauptbrennstoff Silizium und Schwefel ist, verwendet man hierzu die drei sehr gut bekannten Isotopenverhältnisse $\frac{^{33}\text{S}}{^{32}\text{S}}$, $\frac{^{34}\text{S}}{^{32}\text{S}}$ sowie $\frac{\text{Si}}{\text{Ca}}$ (aus Meteoriten) und erhält damit

$$n_n = 3,5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3} \quad (2.38)$$

$$n_p = 2,1 \cdot 10^{24} \text{ cm}^{-3} \quad (2.39)$$

$$T = 3,47 \cdot 10^9 \text{ K} \quad (2.40)$$

Gleichbedeutend ist die Kenntnis von Materiedichte ρ , Neutronenüberschuß η und Temperatur, die auch aus Sternmodellen vorhergesagt werden. Die errechneten Ergebnisse der Nukleosynthese müssen dann aber übereinstimmen, da ansonsten das Modell fehlerhaft ist, weil es die solaren Häufigkeiten nicht reproduziert.

Sieht man sich nun die Bindungsenergie in Abhängigkeit von der Massenzahl an (Abb. 2.17), so erkennt man bereits sofort qualitativ den späteren Eisenpeak in den Elementhäufigkeiten. (Die Bindungsenergie geht exponentiell ein.)

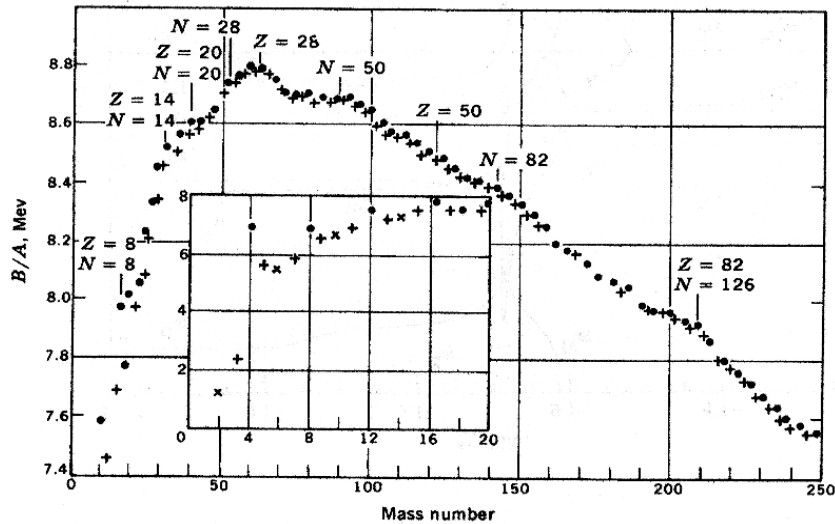


Abbildung 2.17: Bindungsenergie pro Nukleon. Punkte stehen dabei für Kerne mit gerader Protonen- und gerader Neutronenzahl, Kreuze für Kerne mit ungerader Massenzahl und „x“ für Kerne mit ungerader Protonen- und ungerader Neutronenzahl. [22]

Für genauere quantitative Aussagen muß aber noch berücksichtigt werden, unter welchen Bedingungen das Siliziumbrennen stattfindet. Es gibt nämlich

Unterschiede im Kern- und Schalenbrennen und es muß wiederum ein Vergleich zwischen explosivem und hydrostatischem Brennen angestellt werden.

2.5.2 Nukleosynthese im explosiven Siliziumbrennen

Beim explosiven Siliziumbrennen muß zwischen zwei Fällen unterschieden werden – je nach Anfangstemperatur. Wie in Kapitel 2.5.1 beschrieben, laufen die Photodissociationsreaktionen im NSG ab. Das liefert den sogenannten e-Prozeß (von equilibrium = Gleichgewicht). Ist die Anfangstemperatur etwas höher, so ist dieses Gleichgewicht gestört durch eine zu hohe Anzahl freier Teilchen im Vergleich zu den Gleichgewichtswerten. Dies nennt man das α -reiche Ausfrieren. Diese beiden Prozesse sollen nun näher untersucht werden.

Der e-Prozess

Liegt die Anfangstemperatur für das explosive Siliziumbrennen im Intervall von $3,5 \cdot 10^9 \text{ K} < T < 5 \cdot 10^9 \text{ K}$, so sind die Bedingungen für das in Kapitel 2.5.1 beschriebene NSG erfüllt. Abb. 2.18 zeigt die Entwicklung der Häufigkeiten der freien leichten Teilchen (links) und einiger wichtiger Isotope schwerer Kerne (rechts) in Abhängigkeit von der Temperatur. Zugrunde liegen dabei Computerberechnungen, die sich auf die obigen Gleichgewichtsgleichungen stützen.

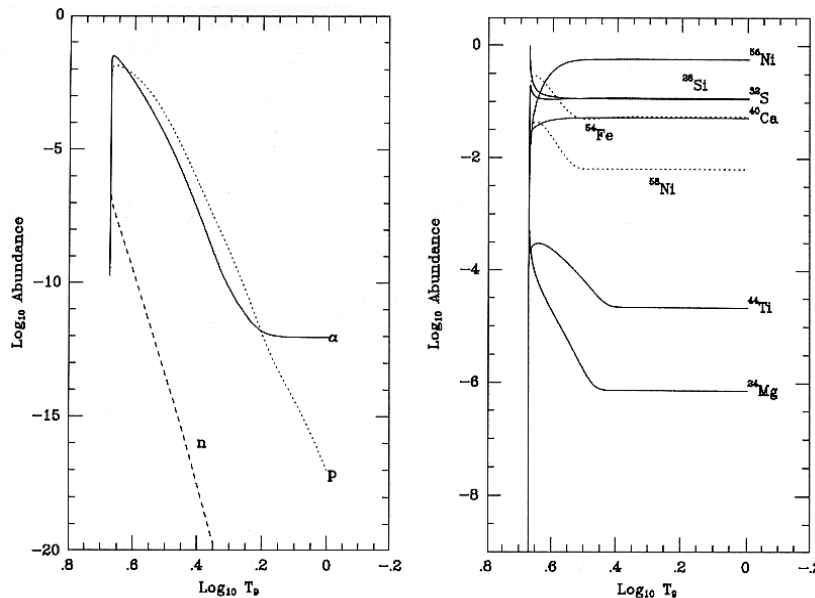


Abbildung 2.18: Elementhäufigkeiten beim e-Prozeß. [1]

Als Ausgangstemperatur ist $4,9 \cdot 10^9$ K ($\log T_9 = 0,69$) gewählt, und die Gleichgewichtshäufigkeiten stellen sich schlagartig ein. Die darauffolgende Entwicklung mit der Temperatur ist dann langsamer. Man erkennt, wie mit fallender Temperatur die Gleichgewichtshäufigkeiten der leichten Teilchen sinken, da sie in schwereren Kernen eingebaut werden. Oder in anderen Worten, die Energie der Photonen für die Photodesintegration ist niedriger und damit sinkt die Anzahl der freien leichten Teilchen. Wohlgedacht herrscht im Intervall von $3,5 < T_9 < 5$ stets das NSG. Gezeigt ist die Veränderung der Gleichgewichtshäufigkeiten und nicht die Entwicklung der Kernhäufigkeiten bis hin zum schließlichen Gleichgewicht.

Daß die Gleichgewichtshäufigkeiten der neutronenreichen Kerne abnehmen (repräsentiert durch ^{54}Fe und ^{58}Ni , gepunktete Linie), liegt daran, daß die anfangs um mehrere Größenordnungen häufigeren freien Protonen durch Neutronen ausgeglichen werden müssen, welche in Kernen gebunden sind. Ansonsten wäre der Neutronenüberschuß η während der Explosion nicht erhalten. Verringert sich die Anzahl freier Neutronen und Protonen, sind entsprechend mehr in schweren Kernen gebunden. Diese wiederum gleichen sich in ihren Häufigkeiten dann dem ursprünglichen Neutronenüberschuß an. Das heißt also, daß die Häufigkeit der neutronenreichen Kerne mit sinkender Häufigkeit freier Teilchen abnimmt.

Das Verhalten der α -Kerne (durchgezogene Linien) liegt an der Entwicklung der Saha-Gleichung (2.37) mit der Temperatur in Abhängigkeit von der Dichte der freien Protonen und Neutronen. Dies ergibt sowohl ansteigende (^{56}Ni), als auch fallende (^{44}Ti , ^{24}Mg) sowie nahezu gleichbleibende Häufigkeiten (^{28}Si , ^{32}S , ^{40}Ca).

Ab Temperaturen unterhalb von etwa $3,5 \cdot 10^9$ K (vgl. (2.40)) frieren die Gleichgewichtsverhältnisse dann aus, zuerst die der schwereren Kerne, danach die der leichteren Kerne aufgrund niedrigerer Coulombbarriere. Daß die Temperatur überhaupt abnimmt, liegt an der Expansion der beteiligten Materie während der Explosion.

Trägt man die Häufigkeiten nach dem Ausfrieren gegen die beobachteten solaren Werte auf, so ergibt sich Abb. 2.19.

Man sieht, daß die vorkommenden Isotope zwischen ^{48}Ti und ^{57}Fe sehr gut reproduziert werden, mit Ausnahme von ^{54}Cr . Außerdem werden kaum leichtere oder schwerere Elemente erzeugt, außer etwas ^{58}Ni . Viele Kerne werden zudem als protonenreiche Isobare erzeugt (erkennbar an den gepunkteten Linien), die erst nach der Explosion über β -Zerfälle in die solaren Isotope übergehen. So werden ^{48}Ti und ^{49}Ti als ^{48}Cr und ^{49}Cr erzeugt, während ^{50}Cr direkt gebildet wird. ^{51}V wird synthetisiert als ^{51}Mn , ebenso ^{52}Cr und ^{53}Cr als ^{52}Fe und ^{53}Fe , wohingegen ^{54}Fe wieder direkt erzeugt wird. ^{56}Fe und ^{57}Fe stammen aus ^{56}Ni und ^{57}Ni , wobei ^{58}Ni wieder direkt gebildet wird. ^{55}Mn schließlich entsteht aus

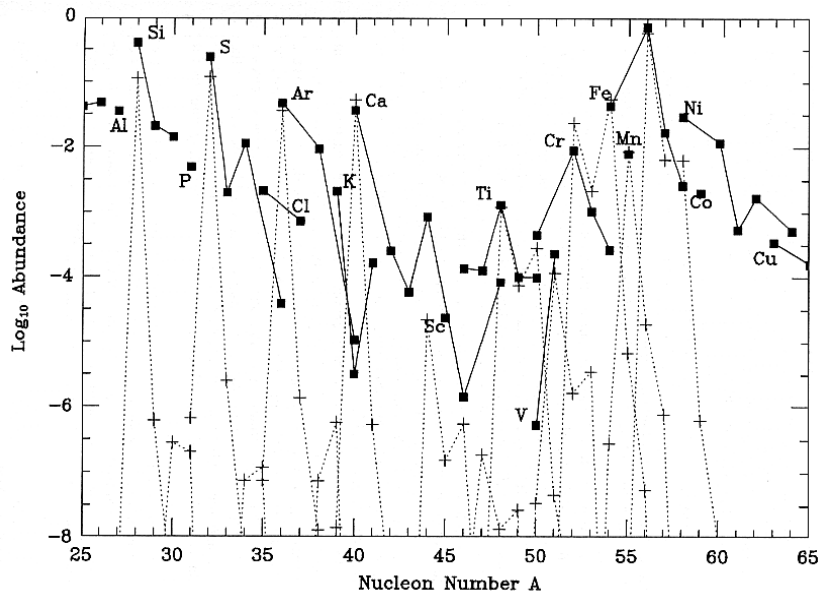


Abbildung 2.19: Erträge beim e-Prozeß. [1]

^{55}Co . Der wichtigste dieser Zerfälle ist der doppelte β -Zerfall von ^{56}Ni :

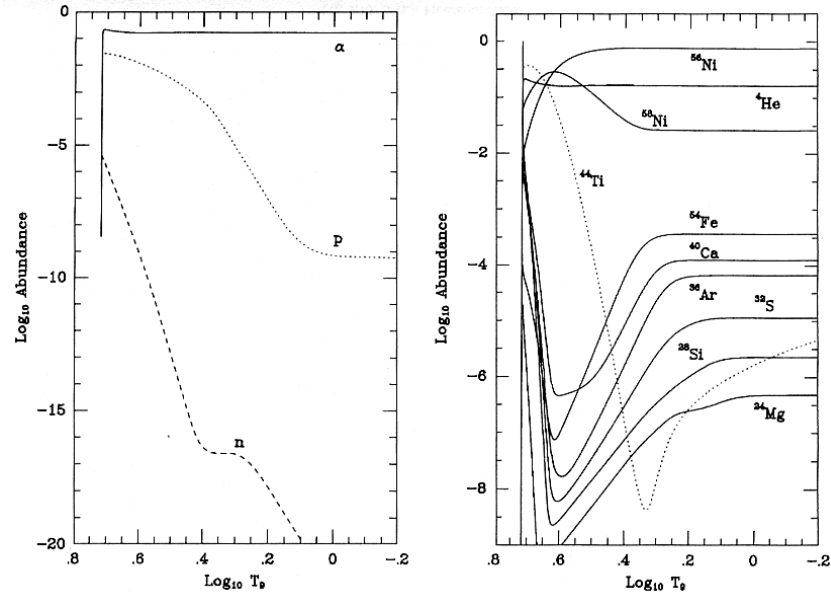


Die dabei freiwerdende Energie ist für die enorme Leuchtkraft einer Supernova über viele Wochen hinweg verantwortlich und erklärt die charakteristischen Lichtkurven der Supernovaexplosionen.

Das α -reiche Ausfrieren

Ist die Anfangstemperatur höher als $5 \cdot 10^9\text{ K}$, so steigt die Anzahl der freien leichten Teilchen rapide an. Sinken die Reaktionsraten aufgrund der Expansion der Materie, so übersteigen die Häufigkeiten der geladenen leichten Teilchen ihren Gleichgewichtswert des NSG. Aufgrund der höheren Coulombbarriere sind die α -Teilchen davon stärker betroffen als die Protonen.

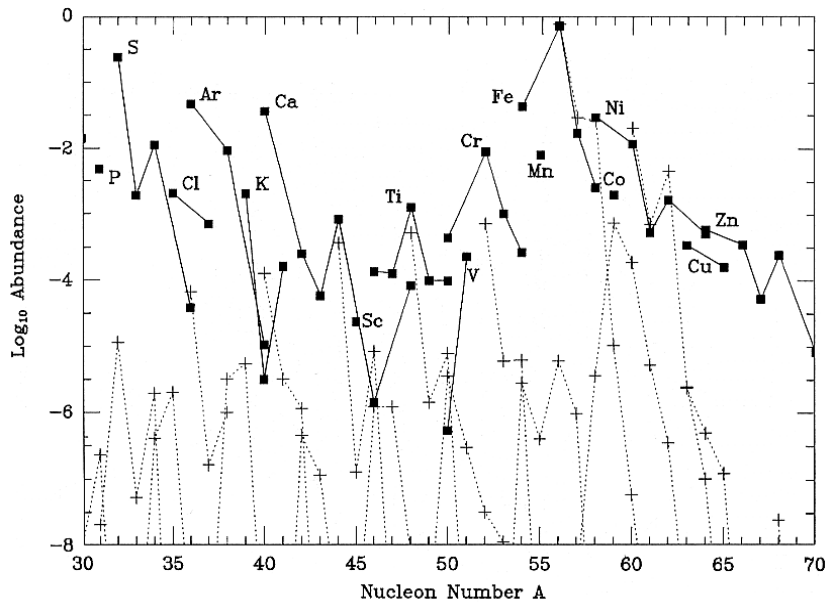
Da die α -Teilchen einen Großteil der Materie ausmachen ($\approx 10\%$), spüren sie die „Verluste“ durch die folgende Abkühlung kaum und frieren daher sehr bald aus (vgl. Abb. 2.20). Daher der Name „ α -reiches Ausfrieren“. Auch die Protonen sind häufiger als im NSG. Die große Anzahl dieser leichten geladenen freien Teilchen hat zur Folge, daß es sich nur noch um ein Quasi-Gleichgewicht handelt, in dem die Produktion der Elemente zu höheren Ladungszahlen Z verschoben wird im Vergleich zum NSG. Das erkennt man sehr

Abbildung 2.20: Elementhäufigkeiten beim α -reichen Ausfrieren. [1]

gut in Abb. 2.20 (rechts) anhand der gesteigerten Häufigkeit von ^{58}Ni im Gegensatz zu ^{54}Fe und den restlichen leichteren Kernen. Auch ergibt sich durch das Quasi-Gleichgewicht ein anderer Kurvenverlauf mit der Temperatur als im NSG. Auch das Ausfrieren der schweren Kerne beginnt erst ab etwa $2,5 \cdot 10^9$ K. Einen ausgefallenen Verlauf zeigt ^{44}Ti . Dieses Isotop ist anfangs sehr häufig und fällt dann langsamer als alle anderen mittelschweren Kerne. Zu dem Zeitpunkt, wenn die anderen Elemente ausfrieren, beginnt die ^{44}Ti -Häufigkeit stark zu steigen und friert erst bei einer Temperatur von $0,1 \cdot 10^9$ K aus (in Abb. 2.20 nicht mehr zu sehen). Das α -reiche Ausfrieren ist der einzige bekannte Produktionsmechanismus von ^{44}Ti . Dieses zerfällt dann zu ^{44}Sc ($\tau_\beta = 47$ a) und weiter zu ^{44}Ca ($\tau_\beta = 3,93$ h). Der Scandiumzerfall erzeugt zu 98,99% eine 1,157 MeV Gammalinie und ist ein wichtiger Hinweis bei der Suche nach Supernovae und deren Überresten für die Gammastrahlung-Astronomie.

Trägt man die Ergebnisse gegen die solaren Häufigkeiten auf, so erhält man Abb. 2.21.

Man sieht, daß beim α -reichen Ausfrieren die Kerne zwischen ^{56}Fe und ^{62}Ni etwa in den solaren Häufigkeiten gebildet werden (^{59}Co ist um einen Faktor 3 zu wenig). Zusammen mit ^{44}Ca (als ^{44}Ti) wird auch noch ^{48}Ti (als ^{48}Cr) erzeugt. Nur das ^{44}Ti wird eindeutig durch das α -reiche Ausfrieren synthetisiert. Die anderen signifikanten Elemente (Eisenpeak) werden zumindest zum Teil auch durch den e-Prozeß gebildet. Ins Auge sticht jedoch die Verschiebung

Abbildung 2.21: Erträge beim α -reichen Ausfrieren. [1]

der Produktion hin zu Kernen mit größerer Ordnungszahl im Vergleich zum e-Prozeß (vgl. Abb. 2.19).

Festzuhalten bleibt, daß das explosive Siliziumbrennen für die *Produktion des Eisenpeaks* verantwortlich ist. Dabei teilen sich der e-Prozeß (niedrigere Ladungszahlen) und das α -reiche Ausfrieren (höhere Ladungszahlen) die Synthese der Eisenpeakelemente zu etwa gleichen Teilen auf.

Interessant ist die hohe Protonendichte vor allem im α -reichen Ausfrieren. Sie könnte eine wichtige Rolle für den p-Prozeß (vgl. Kap. 3.2.3) spielen. Allerdings sind die genauen Vorgänge bei einer Supernovaexplosion dazu noch zu wenig erforscht. Aktuelle Computersimulationen geben Hoffnung, daß sich das aber in den nächsten Jahren ändern wird.

2.5.3 Nukleosynthese beim hydrostatischen Brennen

Bereits bei der Diskussion des hydrostatischen Sauerstoffkernbrennens (vgl. Kap. 2.4.3) haben wir festgestellt, daß die produzierte Asche nicht in den interstellaren Materiekreislauf gelangen kann, da ihr Neutronenüberschuß η zu groß ist. Dennoch zündet nach weiterer Kontraktion das Siliziumbrennen. Berechnet man mit den Vorgaben aus Tabelle 2.4 den weiteren Verlauf der Nukleosynthese, so ergibt sich Tabelle 2.5

^{28}Si	^{32}S	^{34}S	^{54}Fe	^{56}Fe	^{58}Ni	T_9	$10^3\eta$	t_5
0,550	0,270	0,039	0,006	0,005		2,765	6,27	0,00
0,701	0,155	0,009	0,066	0,023	0,002	3,064	6,40	0,84
0,724	0,120	0,003	0,099	0,014	0,002	3,303	6,55	1,17
0,650	0,157	0,001	0,146	0,004	0,005	3,395	6,83	1,35
0,555	0,196		0,182	0,001	0,009	3,448	7,72	1,52
0,282	0,130		0,462	0,003	0,030	3,523	19,7	2,38
0,040	0,025		0,729	0,014	0,070	3,709	34,3	3,19
0,003	0,003		0,697	0,031	0,107	3,946	37,9	3,36
0,001	0,001		0,649	0,041	0,126	4,070	38,8	3,39

Tabelle 2.5: Verlauf des hydrostatischen Siliziumkernbrennens. Ausgangspunkt ist die Elementverteilung nach dem Sauerstoffkernbrennen. [1]

Zu Beginn taucht ein kurzes „Schwefelbrennen“ auf, da beim Sauerstoffbrennen mehr ^{32}S gebildet wurde, als es das NSG erlaubt. Hierbei wird ein α -Teilchen abgespalten und dadurch der Siliziumvorrat erhöht. Über $3 \cdot 10^9$ K startet dann das eigentliche Siliziumbrennen mit der Produktion der Eisenpeakelemente. Der Brennstoff wird dabei in weniger als 4 Tagen aufgebraucht.

Ins Auge sticht die Erhöhung des Neutronenüberschusses um einen Faktor 6. Dies äußert sich durch eine übermäßige Erzeugung von ^{54}Fe , welches um einen Faktor 15,8 gegenüber ^{56}Fe angereichert wird. Das solare Verhältnis ist allerdings nur 0,061. Das entspricht einer Diskrepanz um das 259-fache, was bedeutet, daß diese Materie ganz sicher nicht vom Gravitationszentrum des Sterns entkommen kann.

Ganz ähnlich verhält es sich mit dem hydrostatischen Schalenbrennen. Nimmt man wieder die Aschen des Sauerstoffschalenbrennens als Grundlage und startet das Siliziumbrennen, so ergibt sich Tabelle 2.6.

^{28}Si	^{32}S	^{34}S	^{54}Fe	^{56}Fe	^{58}Ni	T_9	$10^3\eta$
0,486	0,285	0,018				2,599	2,957
0,517	0,309	0,017	0,003	0,001		2,815	2,982
0,577	0,281	0,005	0,043	0,004	0,002	3,096	3,014
0,612	0,253	0,001	0,069	0,001	0,003	3,238	3,037
0,562	0,252		0,080		0,005	3,672	3,505
0,097	0,087		0,261		0,040	3,951	13,39

Tabelle 2.6: Verlauf des hydrostatischen Siliziumschalenbrennens. Ausgangspunkt ist die Elementverteilung nach dem Sauerstoffschalenbrennen. [1]

Die Abläufe beim Schalenbrennen sind dieselben wie beim Kernbrennen und es tauchen auch dieselben Probleme auf. Es wird zu viel ^{54}Fe erzeugt und der Neutronenüberschuß ist etwa 6 mal so groß wie der beobachtete. Daß er nicht an den noch höheren Wert beim Kernbrennen heranreicht liegt daran, daß die im Kern höheren Dichten den Elektroneneinfang sowie den Positronzerfall begünstigen und daher dort mehr Neutronen entstehen. Außerdem ist das Schalenbrennen nicht vollständig, d. h. 10% der verbleibenden Materie besteht immer noch aus dem Brennstoff ^{28}Si .

Es bleibt also festzuhalten, daß das hydrostatische Siliziumbrennen keinen Beitrag für die Nukleosynthese leistet. Vielmehr kollabieren dessen Produkte und verbleiben im Supernovaüberrest. *Der Eisenpeak entsteht also eindeutig durch das explosive Siliziumbrennen.*

2.6 Zusammenfassung und Ausblick

Nach dem Urknall werden nur Elemente bis zu Lithium erzeugt. Die Produktion schwerer Kerne erfolgt in Sternen. Dabei treten sukzessive verschiedene Brennphasen auf, die nach und nach alle Nuklide bis zum Eisenpeak erzeugen. Alle Elemente mit noch größerer Massenzahl werden zwar auch in Sternen gebildet, allerdings nicht mehr durch Kernfusion sondern hauptsächlich durch Anlagerung von Neutronen. Die Bindungsenergie pro Nukleon hat nämlich bei Eisen bzw. Nickel ein Maximum und erlaubt daher keinen Energiegewinn mehr durch weitere Fusion von schwereren Kernen.

Beim anfänglichen Wasserstoffbrennen wird hauptsächlich Helium gebildet und dazu ^{14}N . In der nächsten Phase, dem Heliumbrennen wird überwiegend ^{12}C , ^{16}O und ^{22}Ne erzeugt. Diese beiden Fusionsphasen dauern fast das ganze Sternenleben, wobei Erstere nochmals etwa 100 bis 1000 mal so lange dauert wie die Zweite. So gut wie alle Sterne, die wir beobachten können, betreiben also die Fusion von Wasserstoff oder Helium.

Ab der nächsten Phase – dem Kohlenstoffbrennen – ändert sich der Energietransport von Photonen- zu Neutrinoabstrahlung. Das hat eine drastische Verkürzung der Dauer der folgenden Brennphasen zur Folge. Die Produkte des Kohlenstoffbrennens sind ^{20}Ne und die Elemente zwischen Natrium und Aluminium. Ergänzt wird die Nukleosynthese in diesem Bereich durch die Neonphotodissoziation, welche Nuklide zwischen ^{24}Mg und ^{27}Al erzeugt.

Das nachfolgende Sauerstoffbrennen bildet die Elemente im Silizium-Kalzium-Plateau und schließlich wird die Fusion durch die Siliziumdesintegration abgeschlossen. Dabei wird durch den e-Prozeß die erste Hälfte des Eisenpeaks von Titan bis Eisen und durch das α -reiche Ausfrieren die zweite Hälfte von Eisen bis Zink erzeugt.

Einzelne Isotope wie ^{26}Al und ^{44}Ti fallen dabei aus dem Rahmen und werden nicht durch denselben Fusionsprozeß gebildet wie die Nachbarlemente. Bei anderen wie ^{36}S ist die Entstehung noch nicht endgültig geklärt. *Insgesamt aber reproduzieren die Vorhersagen der Nukleosynthese bei der Fusion in Sternen sehr gut die solare Häufigkeitsverteilung zwischen Helium und dem Eisenpeak.* Außerdem greifen die einzelnen Modelle sehr gut ineinander und ergänzen sich gegenseitig bei der Produktion verschiedener Isotope, was nahelegt, daß man sich auf dem richtigen Weg zur Erklärung der Elementverteilung befindet. Bei den bisherigen Vorhersagen wurde allerdings ein Aspekt noch nicht berücksichtigt. Die Nukleosynthesevorhersagen wurden immer auf ein Nuklid (meist das Hauptprodukt der Brennphase) normiert und so mit den solaren Häufigkeiten verglichen. Daraus konnte man ablesen, daß die Isotopenverhältnisse richtig reproduziert wurden. Zu prüfen bleibt aber noch, ob die gesamte Masse der erzeugten Elemente ausreicht, um die Materieverteilung z. B. in unserer Galaxis zu erklären. Dafür führen wir folgende Überschlagsrechnung durch: Wir berechnen die notwendige ejizierte Menge eines Elements bei einer Supernova, z. B. Sauerstoff. Das Alter der Milchstraße sei dabei $\tau \approx 10^{10}$ a, die Masse $m_{MS} = 6 \cdot 10^{10} M_{\odot}$ und die beobachtete absolute Sauerstoffhäufigkeit $X_O = 0,01$.

$$R_{SN} m_O = X_O m_{MS} \tau^{-1} \approx 0,06 M_{\odot} \text{ a}^{-1}$$

Mit einer Rate von Supernovaexplosionen von $R_{SN} \approx 0,02 \text{ a}^{-1}$ ergibt das eine ausgeschleuderte Menge von Sauerstoff $m_O \approx 3 M_{\odot}$ pro Supernova. Für die SN1987A wurde eine Masse von $m_O \approx 1 M_{\odot}$ gemessen, was dem gewünschten Resultat sehr nahe kommt. Zu bedenken ist nämlich, ob die SN1987A von durchschnittlicher Größe war, oder ob vielleicht die Rate von Explosionen zu einem früheren Zeitpunkt in der Entwicklung der Milchstraße höher war. Auf jeden Fall ist das Ergebnis sehr ermutigend, weil nicht nur die Isotopenverhältnisse richtig reproduziert werden, sondern auch die absolute Masse.

Die Nukleosyntheserechnungen erlauben auch einige Aussagen über den Explosionsprozeß bei Supernovae. Wie sich gezeigt hat, finden die Fusionen von Wasserstoff bis einschließlich Kohlenstoff/Neon im hydrostatischen Gleichgewicht statt. Allerdings stammen die Produkte des Sauerstoff- und Siliziumbrennens vom explosiven Schalenbrennen. Keine Produkte des hydrostatischen Kernbrennens dieser beiden Phasen verlassen das Gravitationsfeld des Sterns.

Daraus läßt sich ablesen, daß die Schockfront – welche das explosive Brennen auslöst – bis in Schichten vordringt, in denen die entsprechenden Brennstoffe für Silizium- und Sauerstoffbrennen (vgl. Abb. 2.22) vorhanden sind, aber nicht weiter. Ansonsten müßte auch z. B. explosives Kohlenstoffbrennen stattfinden.

neuen Vorgänge und Massenabschätzungen sind aber noch nicht bis ins Detail geklärt. Problematisch bei Untersuchungen der Materie und ihrer Zusammensetzung in unserer Galaxis ist auch der Materieverlust und Materieeintrag an das bzw. vom intergalaktischen Medium.

Auch für erfolgreiche Modelle wie z. B. den 3α -Prozeß wurden Alternativen vorgeschlagen, wie die sog. „heiße pp-Kette“. Dabei wird ausgehend von ${}^7\text{Be}$ über einen α -Einfang und folgenden p -Einfang mit abschließendem Positronzerfall ${}^{12}\text{C}$ erzeugt. Die Berechnungen haben ergeben, daß der Massenbruchteil der CNO-Isotope, die auf diesem Weg erzeugt werden um mehr als 10 Zehnerpotenzen (!) niedriger ist als über den 3α -Prozeß. (vgl. [13])

In binären Sternsystemen sind noch weitere Explosionsprozesse möglich, die Novae. Dabei werden seltene Isotope wie zum Beispiel ${}^{13}\text{C}$, ${}^{15}\text{N}$ und ${}^{17}\text{O}$ angereichert (im sog. „Hot CNO-Cycle“). Sie können zwar nicht den Großteil der interstellaren Materie produzieren, aber auch dort findet Nukleosynthese statt. (vgl. [22])

Seit dem grundlegenden Werk von Burbidge, Burbidge, Fowler und Hoyle von 1957 gab es also einige Fortschritte und gerade aufgrund vermehrten Computereinsatzes für Simulationsrechnungen wird sich die Theorie zur Nukleosynthese in Sternen auch in den nächsten Jahren weiterentwickeln.

Dennoch verbleiben noch viele offene Fragen: Sind die beschriebenen Prozesse eindeutig? Wie kann die Natur gewährleisten, daß für solch riesige Mengen von Materie die Parameter für die Nukleosynthese genau dieselben sind (die Vorhersagen reagieren sehr sensibel auf Veränderungen der Parameter)? Warum sind diese Werte so wie sie sind und nicht anders? ...

Kapitel 3

Nukleosynthese durch Neutroneneinfänge

Wie wir in Kapitel 2 gesehen haben, kann durch Fusion kein Kern mit einer Massenzahl größer als 56 gebildet werden. Auch bei exothermen Reaktionen verhindert die große Coulombschwelle eine Verschmelzung weiterer geladener Nuklide. Einzig die ungeladenen Neutronen haben die Möglichkeit, sich mit solch massiven Elementen zu verbinden, da sie keine Coulombabstoßung spüren.

Dabei unterscheidet man zwei Prozesse. Abhängig von der Geschwindigkeit der ablaufenden Reaktionen ist das der „langsame Neutroneneinfang“ (s-Prozeß von engl. „slow neutron capture“) oder der „schnelle Neutroneneinfang“ (r-Prozeß von engl. „rapid neutron capture“). Sie wurden bereits 1957 in B²FH und unabhängig davon von Cameron beschrieben. Die Theorie muß dabei die Elementverteilung der Kerne schwerer als Eisen erklären können (vgl. Abb. 3.1).

3.1 Der langsame Neutroneneinfang

3.1.1 Die klassische Theorie des s-Prozesses

Beim Neutroneneinfang lagert sich ein Neutron an einen vorhandenen Saatkern an. Dadurch wächst der Neutronenüberschuß des Kernes und er wird β -instabil. Beim s-Prozeß ist die Halbwertszeit eines Kernes gegenüber β -Zerfall sehr viel kleiner als die Dauer bis zum nächsten Neutroneneinfang: $\tau_\beta \ll \tau_n$

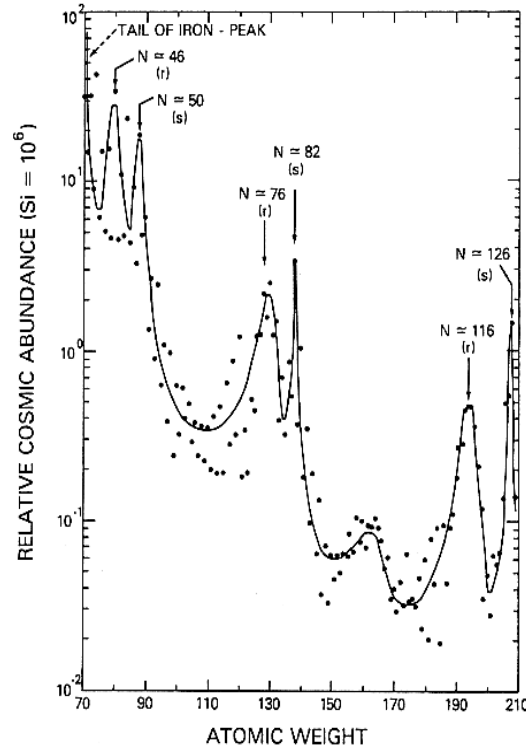


Abbildung 3.1: Elementverteilung ab Eisen. [2]

Ausgangspunkt für den Neutroneneinfang sind ^{56}Fe -Kerne als Saatmaterial. Dazu ist anzumerken, daß bereits 2,7% aller Eisenkerne ausreicht, um die übrigen schwereren Elemente zu synthetisieren. Das ^{56}Fe fängt nun sukzessive Neutronen ein, bis der instabile Kern ^{59}Fe erreicht ist. Dieser zerfällt dann über einen β -Zerfall zu ^{59}Co . An diesen lagern sich dann wieder Neutronen an und so weiter. Der ganze s-Prozeß bewegt sich also entlang des Stabilitätstals.

Will man die relative Häufigkeit X_A eines Kernes mit Massenzahl A berechnen, so benötigt man die Ratengleichung

$$\frac{dX_A}{dt} = \langle \sigma_{A-1} \nu \rangle n_n X_{A-1} - \langle \sigma_A \nu \rangle n_n X_A - \lambda_\beta X_A \quad (3.1)$$

Dabei ist σ_A der Wirkungsquerschnitt des Kernes A bzgl. Neutroneneinfang, ν die Relativgeschwindigkeit zwischen Kern und Neutron, n_n die Neutronendichte und λ_β die β -Zerfallsrate.

Der erste Term bezeichnet dabei die Bildung von Kern A aus Kern $A - 1$ durch Neutroneneinfang, während der zweite Term die Zerstörung der Kernes A durch eine Neutronenanlagerung beschreibt. Der dritte Term schließlich resultiert aus dem β -Zerfall des Kernes A .

Um die Elementverteilung aller Kerne schwerer als Eisen zu berechnen, erhält man (zusammen mit den Randbedingungen $X_{56}(0) = 1$ und $X_{A \neq 56}(0) = 0$) aus den entsprechenden Ratengleichungen eine große Zahl gekoppelter Differentialgleichungen, die im Allgemeinen nicht lösbar sind. Daher macht man einige vereinfachende Annahmen:

- Die Kernzerstörungsterme werden zu $\langle \sigma_A \nu \rangle n_n X_A (\lambda_n + \lambda_\beta)$ zusammengefaßt. Dabei gilt entweder $\lambda_n \ll \lambda_\beta$ oder $\lambda_n \gg \lambda_\beta$. Im ersten Fall zerfällt der Kern sofort durch β -Zerfall und seine Häufigkeit kann vernachlässigt werden, im zweiten Fall gilt er als stabil, und die β -Zerfallsrate ist Null.
- Für maxwellverteilte Neutronen im hydrostatischen Gleichgewicht gilt $\sigma \propto \frac{1}{v}$, und damit ist das Produkt $\langle \sigma \nu \rangle = \text{const.} =: \langle \sigma_A \nu_T \rangle$ mit $\sigma_A = \sigma(E = k_B T)$ und $\nu_T = \sqrt{\frac{2k_B T}{m_n}}$. Im Sterninneren sind Neutronen übrigens nach 10^{-11} Sekunden durch elastische Streuung thermalisiert.

Führt man noch den Neutronenfluß ein: $\tau(t) = \nu_T \int_0^t n_n(t') dt'$, so läßt sich die Ratengleichung (3.1) vereinfachen zu:

$$\frac{dX_A}{d\tau} = \sigma_{A-1} X_{A-1} - \sigma_A X_A \quad (3.2)$$

Das resultierende Differentialgleichungssystem läßt sich nun analytisch lösen. Um Ergebnisse zu erhalten, muß zunächst der Wirkungsquerschnitt σ für alle A bekannt sein. Dieser wurde im Labor im relevanten Energiebereich von 10 bis 100 keV sehr genau vermessen und ist in diesem Intervall relativ temperaturunabhängig. In Abbildung 3.2 ist der Wirkungsquerschnitt repräsentativ für eine Teilchenenergie von 30 keV dargestellt. Effekte durch gerade/ungerade Massenzahlen sind dabei geglättet.

Der Wirkungsquerschnitt steigt insgesamt mit wachsender Massenzahl an, weist aber deutliche Lücken bei den magischen Neutronenzahlen 8, 20, 28, 50, 82 und 126 auf. Diese entsprechen abgeschlossenen Neutronenschalen und die Kerne nehmen nur ungern weitere Neutronen auf.

Soll eine gleichbleibende Häufigkeit eines Kernes erreicht werden, so muß lokales Gleichgewicht herrschen, was $\frac{dX_A}{d\tau} = 0$ impliziert. Dies wiederum bedeutet $\sigma_{A-1} X_{A-1} = \sigma_A X_A$. Die Funktion $f(A) := \sigma_A X_A$ ist im lokalen Gleichgewicht also eine konstante Funktion der Massenzahl. Abbildung 3.3 zeigt die σX -Kurve ab einer Massenzahl von 60.

Man erkennt, daß die Beschreibung für das lokale Gleichgewicht gut für den Bereich $A > 90$ zutrifft, unterbrochen bei der magischen Neutronenzahl von

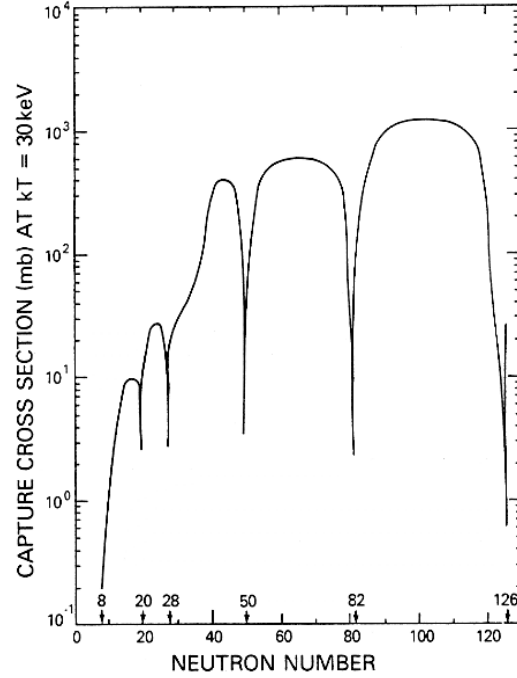


Abbildung 3.2: Wirkungsquerschnitt für Neutroneneinfang. [2]

82 ($A = 140$) sowie einer Anomalie bei $N = 126$ (^{208}Pb). Um den Abschnitt $60 < A < 90$ zu erklären, muß man sich die Lösung der gekoppelten Differentialgleichungen näher ansehen.

Sei $\rho(\tau)$ die Verteilung der Neutronenbestrahlungen, dann ist das Produkt $\sigma X(\tau)$ mit dieser Verteilung zu wichten und über alle Neutronenflüsse zu integrieren, um $\sigma_A X_A$ zu erhalten:

$$\sigma_A X_A = \int_0^{\infty} \rho(\tau) \sigma X(\tau) d\tau$$

Dabei enthält $\rho(\tau)$ Informationen über den Verlauf der s-Prozeßnukleosynthese. Clayton et al. zeigten, daß die solare Elementverteilung am besten durch einen exponentiellen Bestrahlungsverlauf erklärt wird:

$$\rho(\tau) = \frac{f X_{56}^{\odot}}{\tau_0} \exp\left(-\frac{\tau}{\tau_0}\right) \quad (3.3)$$

Die Konstante τ_0 ist dabei ein mittlerer Neutronenfluß der Größenordnung 10^{26} cm^{-2} und f ist der Bruchteil der Eisenkerne, die der Bestrahlung mit

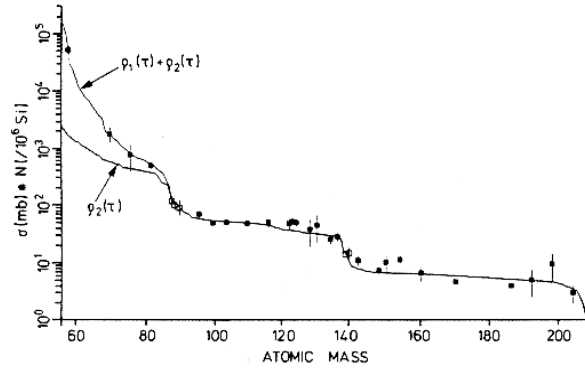


Abbildung 3.3: Die σX -Kurve. Die Datenpunkte stammen von s-Prozeß-nukliden, die durchgezogenen Linien aus theoretischen Berechnungen. [2]

Neutronen ausgesetzt sind. Die Differentialgleichung hat damit die einfache Lösung:

$$\sigma_A X_A = \frac{\sigma_{A-1} X_{A-1}}{1 + \frac{1}{\sigma_A \tau_0}} \quad (3.4)$$

Zwischen den magischen Neutronenzahlen ist das Produkt $\sigma_A \tau_0 \gg 1$, und damit bleibt die lokale Gleichgewichtsbedingung $\sigma_A X_A \simeq \sigma_{A-1} X_{A-1}$ erfüllt. Bei den geschlossenen Neutronenschalen jedoch wird dieses Produkt klein und damit der Nenner in Gleichung (3.4) groß. Das erklärt die Stufen in der $\sigma_A X_A$ -Kurve bei $N = 50$ (Strontium, Yttrium, Zirkonium), $N = 82$ (Barium, Lanthan, Cer, Praseodym) und $N = 126$ (Blei, Wismut).

Um den Abfall im Bereich $60 < A < 90$ zu beschreiben, stellte sich heraus, daß eine exponentielle Bestrahlung nicht ausreicht. Vielmehr wird die Elementverteilung durch die Summe zweier Bestrahlungen reproduziert (vgl. Abb. 3.3). Die zugehörigen Parameter sind dabei $\tau_{01} = 0,6 \cdot 10^{26} \text{ cm}^{-2}$ und $f_1 = 2,6\%$ sowie $\tau_{02} = 2,4 \cdot 10^{26} \text{ cm}^{-2}$ und $f_2 = 0,057\%$. Die durchschnittlich eingefangenen Neutronen pro Eisensaatkern sind dabei im ersten Fall 1,4 und im zweiten Fall 10,7. Das soll aber nicht darüber hinwegtäuschen, daß man mit durchschnittlichen 10,7 Neutronen dennoch Kerne mit etwa 100 eingefangenen Neutronen synthetisieren kann, allerdings mit niedrigen Häufigkeiten.

Man sieht auch, daß 2,6% der Eisenkerne der sog. *schwachen Komponente* des s-Prozesses (ρ_1) ausgesetzt sind und so die Kerne zwischen Eisen und Yttrium erzeugen, während nur 0,057% der Eisenkerne ausreichen, um über die sog. *Hauptkomponente* des s-Prozesses (ρ_2) alle Nuklide zwischen Yttrium und Wismut zu bilden. Eine Anomalie bei Blei erklärt man durch eine *starke*

Komponente, wobei sich „schwach“ und „stark“ auf die zeitintegrierten Neutronenflüsse bezieht. Die starke Komponente ist allerdings noch nicht ausreichend erforscht.

3.1.2 Der Ort des s-Prozesses

Nach der Untersuchung der Abläufe im s-Prozeß stellt sich die Frage, unter welchen Bedingungen und an welchen Orten er abläuft. Dazu betrachtet man sogenannte Branchings – das sind Verzweigungen bei der Elementsynthese in der Nuklidkarte – im s-Prozeß. Diese kommen zustande, wenn die Zeit für einen Neutroneneinfang in der gleichen Größenordnung liegt wie die Halbwertszeit gegen β -Zerfall, also $\tau_n \approx \tau_\beta$.

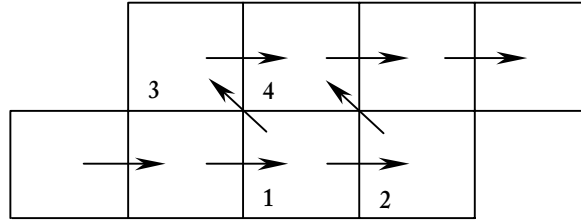


Abbildung 3.4: Schema einer Verzweigung im s-Prozeß (Branching)

In Abbildung 3.4 bedeuten horizontale Pfeile einen Neutroneneinfang, schräge Pfeile einen β -Zerfall. Für Kern 1 soll gelten $\tau_n \approx \tau_\beta$ und für Kern 2: $\tau_n \gg \tau_\beta$. Im lokalen Gleichgewicht sind die relativen Häufigkeiten X_3 und X_4 von Kern 3 und 4 dann vom Verzweungsverhältnis r_n bei Kern 1 abhängig:

$$r_n = \frac{\lambda_n^1}{\lambda_n^1 + \lambda_\beta^{(1)}} = \frac{\sigma_1 \nu_T n_n}{\sigma_1 \nu_T n_n + \lambda_\beta^{(1)}(T)} \quad (3.5)$$

Sind X_3 und X_4 aus Messungen bekannt (sowie der Neutroneneinfangswirkungsquerschnitt der beiden Kerne), so kann man aus zwei Grenzfällen die Temperatur und die Neutronendichte bestimmen:

1. Fall:

Die β -Zerfallsrate ist in etwa eine Konstante, also unabhängig von der Temperatur. Dann läßt sich aus Gleichung (3.5) die Neutronendichte n_n berechnen.

2. Fall:

Die β -Zerfallsrate ist stark temperaturabhängig und n_n ist bekannt. (Nach Fall 1, aber anhand anderer Kerne. Die β -Zerfallsrate kann ja nicht gleichzeitig temperaturabhängig und -unabhängig sein.) Ist diese $\beta(T)$ -Kurve genau im Labor vermessen, so läßt sich die Temperatur ablesen.

Als Ergebnis läßt sich festhalten:

	<i>Hauptkomponente</i>	<i>schwache Komponente</i>
<i>Temperatur</i>	$3,0 \pm 0,6 \cdot 10^8 \text{ K}$	$2,4 \pm 0,6 \cdot 10^8 \text{ K}$
<i>Neutronendichte</i>	$3,4 \pm 1,1 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$	$1,3 \pm 0,5 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$

Tabelle 3.1: Bedingungen im s-Prozeß

Jetzt sind zwar die Bedingungen im s-Prozeß bekannt, aber diese müssen noch mit einem Ort in Verbindung gebracht werden.

Betrachtet man die Spanne der β -Zerfallszeiten von reinen s-Prozeßkernen, so ergibt sich eine Dauer des s-Prozesses von einigen Jahren bis einigen hundert Jahren. Man benötigt also Neutronendichten von etwa 10^8 cm^{-3} über eine Zeitspanne von vielen hundert Jahren. Daraus folgt, daß sich der s-Prozeß auf jeden Fall in Sternen abspielen muß und zwar in einer hydrostatischen Phase. Als Umgebung, die obige Bedingungen erfüllt wurde das Heliumbrennen v. a. in Roten Riesen ausgemacht (vgl. Kap. 2.2.3). Abbildung 3.5 zeigt die räumliche Ausdehnung des Heliumschalenbrennens aufgetragen gegen die Zeitdauer.

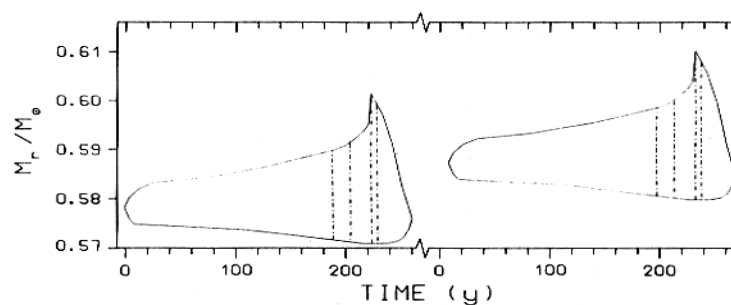


Abbildung 3.5: Räumliche Ausdehnung der Heliumbrennphase. [9]

Die Brenndauer ist um die 250 Jahre und die beiden Brennphasen sind durch eine Zeitspanne von etwa $2 \cdot 10^5$ Jahren unterbrochen (man beachte die gebrochene Zeitskala). Die vertikalen gestrichelten Geraden geben die Bereiche an,

in denen Neutronen via $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ bzw. $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ erzeugt werden. Gut zu erkennen ist die räumliche Überlappung der aufeinanderfolgenden Brennzonen. Sie ist verantwortlich für die exponentielle Bestrahlungsverteilung nach (3.3). In Abbildung 3.6 ist die Neutronendichte und die Temperaturverteilung in einer Brennzzone gezeigt. Sie stimmt in etwa mit den errechneten Bedingungen nach Tabelle 3.1 überein. Das vorgestellte Heliumschalenbrennen in Roten Riesen wird für die Hauptkomponente des s-Prozesses verantwortlich gemacht. Allerdings sind noch nicht alle Fragen endgültig geklärt. So ist zum Beispiel die Dauer der Brennphasen zu kurz für die geforderte Zeitspanne von ≈ 1000 Jahren.

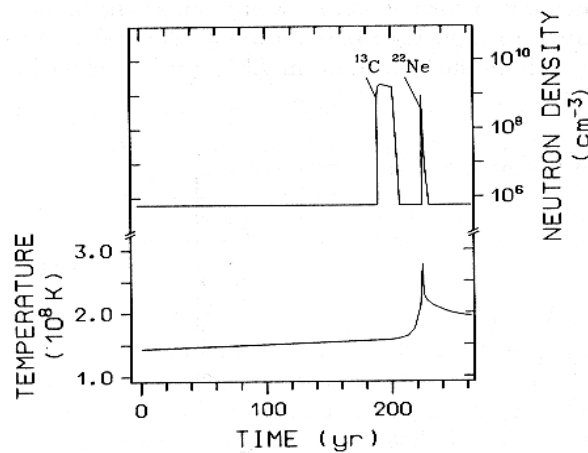


Abbildung 3.6: Neutronendichte und Temperatur in einer Brennzzone. [9]

Die schwache Komponente wird dem Heliumkern- sowie dem Kohlenstoffschalenbrennen zugeschrieben. Diese Schlüsse zieht man aus der guten Übereinstimmung der erzeugten Elemente im Massenzahlenbereich $60 < A < 90$ (vgl. Abb. 2.9 und 2.15). Dabei auftretende neutronenliefernde Reaktionen sind die beiden obigen sowie $^{18}\text{O}(\alpha, n)^{21}\text{Ne}$ und $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, n)^{23}\text{Mg}$. Allerdings liegen keine Ergebnisse bzgl. der Erzeugung einer exponentiellen Bestrahlungsverteilung (sogar die Summe von Zweien) wie in Abb. 3.5 vor.

Fazit:

- Der s-Prozeß kann die Elementverteilung oberhalb von Eisen bis auf einige Ausnahmen erklären, sowie die scharfen Peaks bei den abgeschlossenen Neutronenschalen. Die Kerne mit einer solchen Neutronenkonstellation nehmen aufgrund des niedrigen Wirkungsquerschnitts nur ungern weitere Neutronen auf. Dadurch werden sie angereichert.

- Die Synthese im s-Prozeß stoppt bei ^{209}Bi wegen spontanem α -Zerfall. Wie aber lassen sich die natürlich vorkommenden schweren Elemente ^{232}Th , ^{235}U und ^{238}U erklären?
- Wie kommen die breiten Peaks 5 – 10 Masseneinheiten unterhalb der magischen Neutronenzahlenpeaks zustande?
- 27 vorkommende, neutronenreiche Isotope können durch den s-Prozeß nicht erreicht werden, da ein dazwischenliegendes Isotop zu schnell über einen β -Zerfall zerstört wird.

\Rightarrow **Es muß einen weiteren Neutroneneinfangprozeß geben!**

Auch dieser sog. r-Prozeß wurde bereits von Cameron und B²FH beschrieben.

3.2 Der schnelle Neutroneneinfang

Will man herausfinden, welche verbleibenden Elementhäufigkeiten der r-Prozeß erklären muß, so bildet man die Differenz aus der solaren Häufigkeitsverteilung und der s-Prozeß-Vorhersage:

$$X_r \simeq X_{\odot} - X_s$$

Das Ergebnis zeigt Abbildung 3.7. Zu erkennen sind die ausgeprägten breiten Peaks unterhalb der magischen Neutronenzahlen bei $A \simeq 80$, $A \simeq 130$ und $A \simeq 195$. Außerdem ist zu sehen, daß Zirkonium fast ausschließlich über den s-Prozeß gebildet wird (^{90}Zr zu 99% und ^{91}Zr zu 97%).

Problematisch bei der Differenzbildung aus zwei großen Zahlen ist, daß sich Fehler im Ergebnis sehr schnell aufaddieren (sog. Auslöschung). So würde bereits eine Unsicherheit von 25% die Zirkoniumwerte bis in die Nähe der Nachbarkerne anheben. Das bedeutet, daß die s-Prozeß-Häufigkeiten und damit die Wirkungsquerschnitte σ_A sehr genau bekannt sein müssen, um sinnvolle Verteilungskurven zu erhalten.

3.2.1 Der klassische Ansatz

Beim r-Prozeß gilt: $\tau_n \ll \tau_{\beta}$. Im Gegensatz zum s-Prozeß ist also die Zeitdauer bis zum nächsten Neutroneneinfang sehr viel kleiner als die Halbwertszeit gegen β -Zerfall. Von einem Kern werden demnach viele Neutronen eingefangen, ohne

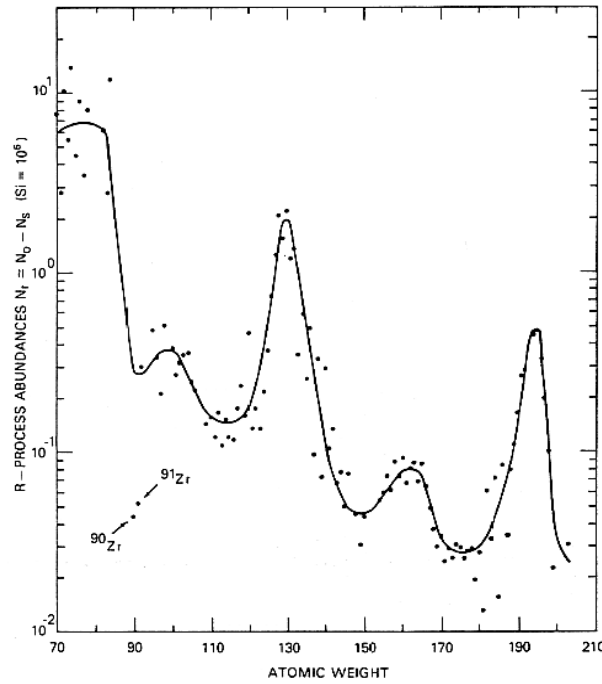
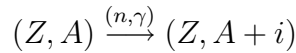
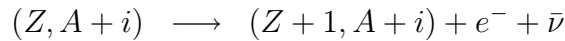


Abbildung 3.7: Die r-Prozeß-Elementverteilung. Die durchgezogene Linie dient dazu, das Auge durch die Datenpunkte zu führen. [2]

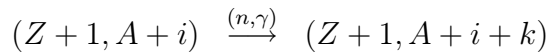
daß ein Zerfall eintritt. Dadurch bewegen sich die Kerne weit vom Stabilitätstal weg, hin zu sehr neutronenreichen Nukliden:



Der Neutroneneinfang liefert solange schwerere Kerne, bis die sog. „neutron-drip-line“ erreicht ist. Dort ist die Bindungsenergie der Neutronen gleich Null und die (n, γ) -Einfangsreaktion hält sich die Waage mit der Photoabsplattung (γ, n) von Neutronen. An diesem „waiting point“ hat der Kern bereits zwischen $i = 10$ und $i = 20$ Neutronen aufgenommen. Das Gleichgewicht zwischen Emission und Absorption von Neutronen bleibt solange erhalten, bis der Kern durch einen β -Zerfall seine Ladungszahl Z um eins erhöht:



Der entstandene Kern kann nun wiederum Neutronen aufnehmen bis zum nächsten waiting point:



Und so weiter.

An den waiting points lassen sich Ratengleichungen für die Häufigkeiten X_Z herleiten, die – zusammen mit den Randbedingungen $X_Z(0) = X_{26}(0)$ für Eisen als Saatkern und $X_Z(0) = 0$ für $Z > 26$ – ein gekoppeltes Differentialgleichungssystem liefern. Die Häufigkeiten X_Z hängen jetzt aber von der Ladungszahl Z und nicht mehr von der Massenzahl A ab, da sie aus dem Gleichgewicht an den ladungszahlspezifischen waiting points stammen.

$$\frac{dX_Z(t)}{dt} = \lambda_{Z-1}(t)X_{Z-1} - \lambda_Z(t)X_Z \quad (3.6)$$

Aus der Gleichgewichtsbedingung $\frac{dX_Z(t)}{dt} = 0$ folgt somit $X_Z \propto \frac{1}{\lambda_Z} = \tau_\beta$ (vgl. s-Prozeß: $X_A \propto \frac{1}{\lambda_A} = \frac{1}{\sigma_A}$).

Für die Berechnung der X_Z müssen demnach die Halbwertszeiten für den β -Zerfall der neutronenreichen Kerne an der neutron-drip-line bekannt sein. Da diese Kerne aber äußerst instabil sind ($\tau_\beta \approx 10^{-3} \dots 1$ s), konnten diese Daten im Labor bisher nicht gemessen werden, so daß man auf Extrapolationen von weniger neutronenreichen Kernen angewiesen ist. Diese Methode ist aber fehleranfällig, so daß die Vorhersagen bei weitem nicht die Genauigkeit wie beim s-Prozeß erreichen. Ebenso sind z. B. die Bindungsenergien der Neutronen in der Nähe der neutron-drip-line nur bis auf mehrere 10% Fehler bekannt, was einen Einfluß auf die Verweildauer des r-Prozesses an einer magischen Neutronenzahl hat und damit auf die Breite und Stärke der r-Prozeß-Peaks. Dadurch konnte auch die Gesamtdauer des r-Prozesses nur auf die weite Spanne von 0,1 ... 30 s eingeschränkt werden.

Allerdings läßt sich aus den kurzen β -Zerfallszeiten ableiten, daß die Neutronendichten in der Größenordnung von $> 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ liegen müssen (vgl. hierzu den s-Prozeß). Diese werden nur in sehr wenigen astronomischen Ereignissen erreicht, wie z. B. in Supernovae. Auch die Dauer des Gesamtprozesses ist mit der Explosionszeit vereinbar.

Wie kommen durch den r-Prozess nun die breiten Peaks in der Elementverteilung zustande?

Hat ein Kern (Z, N, A) eine abgeschlossene Neutronenschale, so hat der durch β -Zerfall entstehende Tochterkern (nach einem weiteren Neutroneneinfang) ebenfalls dieselbe magische Neutronenkonstellation $(Z+1, N, A+1)$. Er hat also wiederum einen vergleichbar kleinen Neutroneneinfangswirkungsquerschnitt und nimmt keine weiteren Neutronen auf. Daher erfolgt als nächstes wieder ein β -Zerfall mit einem darauffolgenden Neutroneneinfang. Der r-Prozeß-Pfad bewegt sich demnach in der Nuklidkarte im Zickzack entlang der magischen Neutronenzahlen, wobei die Ladungszahl sukzessive um eins erhöht wird. Je näher der Pfad dabei dem Stabilitätstal kommt, umso länger werden die β -Zerfallszeiten. An einem gewissen Punkt ist dann die Wahrscheinlichkeit

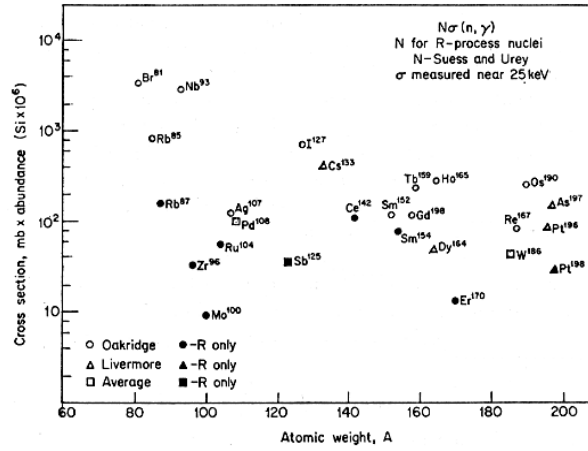


Abbildung 3.9: Die σX -, „Kurve“ von stabilen r-Prozeßnukliden. [8]

3.2.2 Alternativen zum klassischen Ansatz

Die ersten Berechnungen zum r-Prozeß basierten auf konstanten Werten von Temperatur und Neutronendichte. Die nötigen Werte legen aber nahe, daß der r-Prozeß in dynamischen Ereignissen wie z. B. einer Supernova stattfindet. Heute nimmt man an, daß die Gleichgewichtsbeschreibung am waiting point komplett ersetzt werden muß durch dynamische r-Prozeßmodelle. Diese betrachten gleichzeitig (n, γ) und (γ, n) Reaktionen sowie Betazerfallsraten. Ebenso werden Temperatur und Neutronendichten zeitabhängig. Die daraus resultierenden dynamischen Netzwerkberechnungen reagieren außerdem sensibel auf den Neutroneneinfangswirkungsquerschnitt an der neutron-drip-line. Es sind somit deutlich mehr kernphysikalische Daten nötig, die wie bereits erwähnt, nicht direkt vermessen, sondern nur extrapoliert werden können. Abbildung 3.10 zeigt die Ergebnisse eines solchen dynamischen Modells.

Man sieht, daß die breiten Peaks zwar reproduziert werden, aber dennoch existieren einige Abweichungen vom erwarteten Kurvenverlauf.

Gerade die ungenauen Parameter, die in die verschiedenen Modelle eingehen, machen eine Entscheidung zwischen ihnen sehr schwer, so daß noch nicht geklärt ist, wie genau der r-Prozeß abläuft. Zudem wurde vorgeschlagen, daß die Supernovae nicht der Ort des r-Prozesses sind, sondern vielmehr die Kollision von Neutronensternen [25]. Dabei wird nach heutigen Simulationen die Elementverteilung und die absolute Masse der r-Isotope gut reproduziert. Aber die Supernova-Befürworter haben nachgezogen und ihre Modelle dahingehend verändert, daß die Nukleosynthese in Blasen hoher Entropie stattfindet, wodurch die Ergebnisse verbessert wurden. Auch diese Auseinandersetzung ist

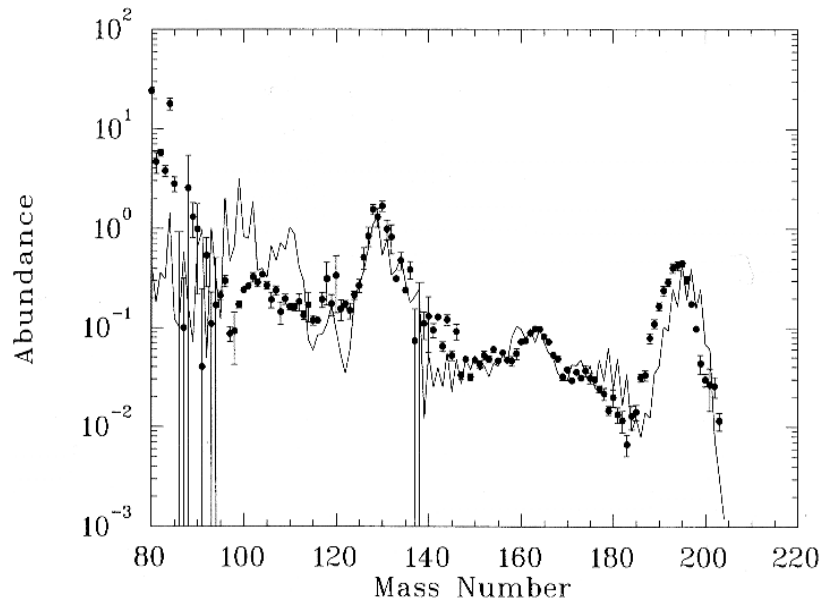


Abbildung 3.10: Elementhäufigkeiten nach einem dynamischen r-Prozeßmodell (durchgezogene Kurve) verglichen mit den solaren Werten (Datenpunkte). [3]

noch nicht entschieden.

Seitens der Kernphysiker gibt es ebenso Neuerungen, die ein besseres Verständnis der Syntheseprozesse erwarten lassen. So wurde das Tröpfchenmodell des Atomkerns erweitert und Deformationen der Kerne werden miteingerechnet, was die Vorhersagen der Parameter einengt.

Die Theorie des r-Prozesses ist also im Gegensatz zum s-Prozeß noch stark im Wandel begriffen und die Forschung in den nächsten Jahren wird gewiß noch einige Neuerungen zu Tage fördern.

3.2.3 Der Protoneneinfang

Auf der protonenreichen Seite des Stabilitätstals existieren etwa 35 Kerne, die sowohl vom r-Prozeß wie auch vom s-Prozeß abgeschirmt sind. Ihre Entstehung wird durch den p-Prozeß (von engl. „proton capture“) beschrieben.

Der p-Prozeß läuft nach zwei verschiedenen Mechanismen ab. Die leichten p-Isotope werden in stellaren Zonen hoher Dichte synthetisiert. Dazu fangen r- und s-Saatkerne über (p, γ) -Reaktionen Protonen ein. Die schweren p-Isotope werden durch (γ, n) -Photodesintegrationen in Bereichen hoher Temperatur ($T = 2 - 3 \cdot 10^9$ K) gebildet. Durch das Abspalten von Neutronen werden indirekt Protonen im Kern anreichert.

Die Vorhersagen weisen v. a. für leichte Isotope eine Unterproduktion auf, was auf eine Überlagerung mehrerer Prozesse schließen läßt. Die Zeitskala bei diesen Prozessen läßt zudem ein explosives Szenario vermuten.

Eine weitere Idee ist der umgekehrte β^+ -Zerfall. Die Wahrscheinlichkeit für diese Reaktion ist sogar höher als für den entsprechenden Protoneneinfang bei gleicher Energie. Man glaubt, daß z. B. ^{164}Er auf diese Weise entstanden ist und zwar aus dem s-Saatkern ^{164}Dy über $^{164}\text{Dy}(e^+, \gamma)^{164}\text{Ho}(\beta)^{164}\text{Er}$.

Aber alle diese Möglichkeiten haben noch ihre Schwächen. So sind zum Beispiel bei hohen Temperaturen die Protonen längst durch Fusionsprozesse verschwunden, man braucht daher Wasserstoffinjektoren, die noch nicht identifiziert sind. Auch lassen die noch unvollständigen Supernovamodelle keine detaillierten Vorhersagen der erzeugten Elementhäufigkeiten zu. Eine Auffälligkeit, die noch nicht einmal ansatzweise geklärt ist, ist die extrem gleichmäßige Verteilung der p-Isotope bezogen auf die Massenzahlen. Gibt es daher vielleicht noch einen übergeordneten Mechanismus?

Schluß

Nach den vorausgegangenen Kapiteln sind wir nun in der Lage, die solare Häufigkeitsverteilung der Elemente zu erklären. Wasserstoff und Helium sowie Spuren von Lithium sind einige Minuten nach dem Urknall entstanden. Die seltenen Nuklide Bor, Beryllium und das meiste Lithium stammen aus Spallationsreaktionen im interstellaren Medium. Die Kerne von Kohlenstoff bis hin zum Eisen resultieren aus sukzessiven Fusionsphasen im Inneren von Sternen. Alle schwereren Kerne werden hauptsächlich durch den langsamen bzw. schnellen Neutroneneinfang gebildet. Einigen wenige Isotope werden durch den noch nicht genau verstandenen Protoneneinfang synthetisiert und bei einer handvoll Elementen ist die Produktion noch nicht geklärt.

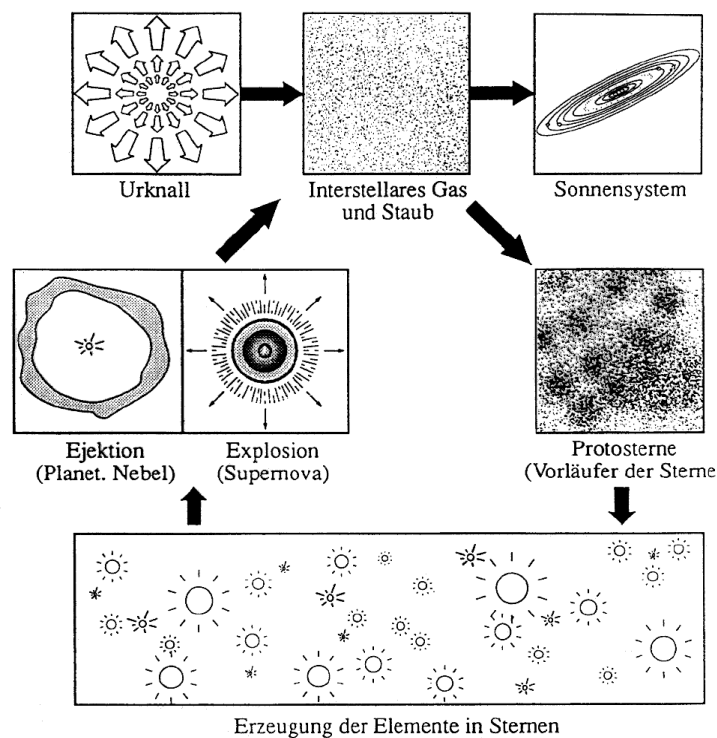


Abbildung 3.11: Kreislauf der Elemente. [18]

Insgesamt aber können durch Modellrechnungen sowohl die absolute Menge aller Kerne, als auch die entsprechenden Isotopenverhältnisse rekonstruiert werden. Ebenso können die geforderten Bedingungen auch kosmischen Ereignissen wie z. B. Supernovae zugeordnet werden. Die Nukleosynthese ist also in ihren Grundzügen verstanden. Allerdings wird an vielen Details noch geforscht und in den nächsten Jahren ist v. a. aufgrund vermehrten Computereinsatzes und der Verbesserung astronomischer und kernphysikalischer Modelle einiges an Neuerungen und genaueren Vorhersagen zu erwarten.

Faßt man die verschiedenen Entstehungsprozesse zu einem Schaubild zusammen, so erkennt man einen Kreislauf der Materie (Abb. 3.11).

Nach der ersten Bildung leichter Elemente im Urknall kontrahieren Bereiche des interstellaren Gases und Staubes zu Protosternen, aus denen sich dann Sterne bilden, in denen sämtliche Kerne ab Kohlenstoff gebildet werden. Massive Sterne werden dann nach ihrem – in astronomischen Maßstäben – kurzen Leben zu einer Supernova. Dabei werden die synthetisierten Nuklide wieder ans interstellare Medium abgegeben. Der Kreislauf schließt sich.

Die Elemente aus denen wir selbst und unsere Erde aufgebaut sind (C, O, Fe,...) haben diesen Kreislauf bereits 5 bis 7 mal durchlaufen. Die anfänglich gestellte Frage, woher wir kommen, läßt sich also im wahrsten Sinne folgendermaßen beantworten:

„We are all stardust“

(Dr. Carl Sagan, The Planetary Society)

Literaturverzeichnis

- [1] David Arnett: *Supernovae and Nucleosynthesis*. Princeton, New Jersey; Princeton University Press, 1996
- [2] Claus E. Rolfs, William S. Rodney: *Cauldrons in the Cosmos*. Chicago; The University of Chicago Press, 1988
- [3] Bernard E. J. Pagel: *Nucleosynthesis and Chemical Evolution of Galaxies*. Cambridge University Press, 1997
- [4] Spektrum-der-Wissenschaft: *Verständliche Forschung: Kosmologie und Teilchenphysik (mit einer Einführung von Immo Appenzeller)*. Heidelberg; Spektrum-der-Wissenschaft-Verlagsgesellschaft, 1990
- [5] Gerhard Börner: *The Early Universe – Facts and Fiction*. Berlin; Springer Verlag, 1993, 3. Auflage
- [6] Hubert Goenner: *Einführung in die Kosmologie*. Heidelberg; Spektrum Akademischer Verlag, 1994
- [7] Edward W. Kolb, Michael S. Turner: *The Early Universe – Frontiers in Physics*. Addison-Wesley Publishing Company, 1993
- [8] Hubert Reeves: *Stellar Evolution and Nucleosynthesis*. Gordon and Breach, Science Publishers Inc., 1968
- [9] Heinz Oberhummer (Ed.): *Nuclei in the Cosmos*. New York; Springer Verlag, 1991
- [10] Cesare Chiosi, Alvio Renzini (Ed.): *Stellar Nucleosynthesis*. Dordrecht; D. Reidel Publishing Company, 1984
- [11] Hans A. Bethe, Gerald Brown: *Wie eine Supernova explodiert*. Spektrum der Wissenschaft, Juli 1985

- [12] H. Oberhummer: *Kerne und Sterne, Einführung in die Nukleare Astrophysik*. Leipzig; Barth, 1993
- [13] Wolfgang Ober: *Prägalaktische Nukleosynthese in massereichen Objekten*. Göttingen; Dissertation, 1981
- [14] Norbert Langer: *Durchmischungsprozesse in massereichen Sternen und ihr Einfluß auf stellare Entwicklung und Nukleosynthese*. Göttingen; Dissertation, 1986
- [15] Horst Stöcker: *Taschenbuch der Physik*. Thun; Verlag Harri Deutsch, 1998, 3. Auflage
- [16] Helmut Kopka: *ET_EX Einführung*. Bonn; Addison-Wesley, 1996, Band 1
- [17] Torsten Machert: *Wissenschaftliches Publizieren mit ET_EX 2_ε*. Braunschweig; Vieweg, 1998
- [18] <http://quasar.physik.unibas.ch/~tommy/teach/NucAstro/vorl/vorl9-11.html>
- [19] www.nucleon.physik.tu-berlin.de/Archiv/Doktorarbeiten/Knape.Frank.Dr.pdf
- [20] www.astro.uni-bonn.de/~peter/Lectures/
- [21] www.e15.physik.tu-muenchen.de/teaching/proseminar
- [22] www.issi.unibe.ch/~vsteiger
- [23] www.kernenergie.uni-mainz.de/~pfeiffer/aag/vhs/
- [24] [www.mpa.garching.mpg.de/deutsch/PR sowie mpg.de/POPULAR](http://www.mpa.garching.mpg.de/deutsch/PR_sowie_mpg.de/POPULAR)
- [25] www.shima.ch/space/ARTIKEL/1999_03/03NZZ_2.HTM
- [26] www.ubka.uni-karlsruhe.de/vvv/fzk/5985/5985.pdf
- [27] www.uni-geochem.gwdg.de/docs/cou/mat251/1/Isotopie.htm
- [28] www.usm.uni-muenchen.de/people/gehren/vorlesung/ps/nukleosynthese.pdf
- [29] <http://ik3frodo.fzk.de/rene/diplom-arbeit.html>
- [30] www.e18.physik.tu-muenchen.de/~skript/

Erklärung

Mit der Abgabe der schriftlichen Hausarbeit nach § 30 LPO I versichere ich, daß ich die Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

(Ort, Datum)

(Unterschrift)