

Experimentelle und theoretische Nucleare Astrophysik; die Frage nach dem Ursprung der Elemente (Nobel-Vortrag)**

Von William A. Fowler*

Ad astra per aspera et per ludum

I. Einleitung

Wir leben auf dem Planeten Erde, der durch die Strahlen eines nahen Sterns, den wir Sonne nennen, erwärmt wird. Die Energie dieser Sonnenstrahlen entstammt letztlich der Kernverschmelzung von Wasserstoff zu Helium, die tief im Innern der Sonne stattfindet. *Eddington* hat dies bereits 1920 gelehrt, und *Hans Bethe* entwickelte 1939 ein detailliertes Schema der Kernprozesse, die bei der Fusion beteiligt sind. Dafür wurde ihm 1967 der Nobel-Preis für Physik verliehen.

Alles Leben auf der Erde, unser eigenes inbegriffen, hängt vom Sonnenlicht und somit von den Kernprozessen in der Sonne ab. Aber die Sonne hat nicht die chemischen Elemente erzeugt, die man auf der Erde und in unseren Körpern findet. Die ersten beiden Elemente, Wasserstoff und Helium mit ihren stabilen Isotopen, bildeten sich in den ersten Minuten des frühen, expandierenden Universums im Zustand hoher Temperatur und Dichte, im sogenannten „Urknall“. Eine kleine Menge Lithium, drittes Element im Periodensystem, wurde ebenfalls im Urknall erzeugt, doch wahrscheinlich entstanden sowohl das übrige Lithium als auch sämtliches Beryllium und Bor, vierter bzw. fünftes Element, als Produkte der Spallation von noch schwereren Elementen, hervorgerufen durch kosmische Strahlung im interstellaren Raum. Diese Elemente sind im allgemeinen sehr selten, was mit obiger Deutung ihres Ursprungs in Einklang ist. Einzelheiten findet man in einer Übersicht von *Audouze* und *Reeves*¹¹.

Wo wurden nun die schwereren Elemente erzeugt? Die allgemein akzeptierte Antwort ist, daß alle schwereren Elemente, von Kohlenstoff, sechstes Element, bis zum langlebigen radioaktiven Uran, zweitneunzigstes Element, im Innern der Sterne unserer Galaxis durch Kernprozesse erzeugt wurden. Die Sterne, die wir jetzt in dem Gebilde beobachten, das wir *Milchstraße* nennen, befinden sich in einem Spiralarm unserer Galaxis. In Schweden nennt man sie *Vinter Gatan*: Winterstraße. Mit dem Auge können wir nur einen kleinen Teil der hundert Milliarden Sterne unserer Galaxis sehen. Der Astronom kann beinahe den gesamten Frequenzbereich des elektromagnetischen Spektrums für seine Beobachtungen verwenden und daher sehr viel mehr Sterne unserer Galaxis, ja sogar individuelle Sterne anderer Galaxien beobachten.

Die Sterne, welche die schweren Elemente des Sonnensystems synthetisierten, wurden während der gesamten Existenz unserer Galaxis gebildet oder geboren, entwickelten sich oder alterten, und schleuderten schließlich die Asche ihres nuclearen Feuers in den interstellaren Raum, bevor das Sonnensystem vor viereinhalb Milliarden Jahren entstand.

Für das Alter der Galaxis werden mehr als zehn, aber weniger als zwanzig Milliarden Jahre angenommen. Auf jeden Fall ist die Galaxis viel älter als das Sonnensystem. Die Abgabe von nuclearer Asche oder neu gebildeten Elementen findet entweder durch langsamen Masseverlust des alternden Sterns statt, was als „Riesenstadium“ in der Sternentwicklung bezeichnet wird, oder durch die relativ häufigen Ausbrüche, welche die Astronomen als *Novae* bezeichnen, oder aber durch endgültige, spektakuläre Sternexplosionen, die *Supernovae*. Das Supernova-Phänomen kann als Tod eines Sterns angesehen werden; was zurückbleibt – Weißer Zerg, Neutronenstern oder Schwarzes Loch – wäre dann eine Art stellares Fegefeuer.

Jedenfalls kondensierten die Sonne, die Erde und alle anderen Planeten des Sonnensystems durch Gravitations- und Rotationskräfte, die auf den gasförmigen, solaren Nebel im interstellaren Raum wirkten. Dieser Nebel bestand aus Wasserstoff und Helium aus dem Urknall und enthielt auch schwerere Elemente, die in galaktischen Sternen früherer Generationen erzeugt wurden. All dies ist in Abbildung 1 dargestellt.

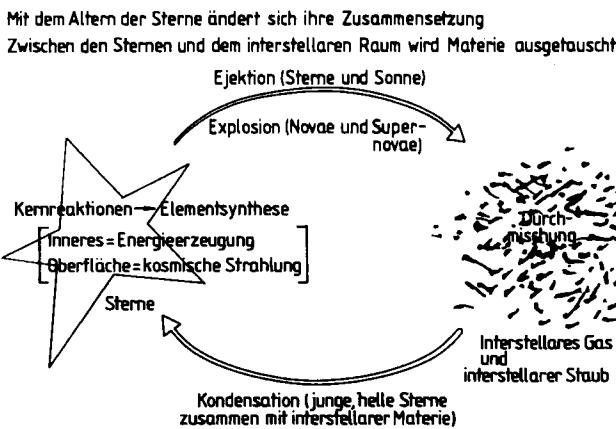


Abb. 1. Synthese der Elemente in den Sternen.

Diese Idee kann für aufeinanderfolgende Generationen von Sternen in der Galaxis verallgemeinert werden. Dabei ergibt sich, daß der Gehalt an schweren Elementen im in-

[*] Prof. Dr. W. A. Fowler
W. K. Kellogg Radiation Laboratory
California Institute of Technology
Pasadena, CA 91125 (USA)

[**] Copyright © The Nobel Foundation 1984. – Wir danken der Nobel-Stiftung, Stockholm, für die Genehmigung zum Druck dieser Übersetzung.

terstellaren Medium und in den Sternen, die daraus entstehen, mit der Zeit zunimmt. Bei den ältesten Sternen im galaktischen Halo, d. h. bei denen, die sich zuerst gebildet haben dürften, beträgt die Häufigkeit der schweren Elemente weniger als ein Prozent der Häufigkeit im Sonnensystem. Bei den ältesten Sternen in der galaktischen Scheibe sind es ungefähr zehn Prozent. Nur die weniger massereichen Sterne unter den zuerst gebildeten können bis heute überlebt haben; man nennt sie Population-II-Sterne. Ihr geringer Gehalt an schweren Elementen wurde wahrscheinlich in einer noch älteren, jedoch sehr viel massereicheren Generation von Sternen erzeugt. Diese sogenannte Population III brauchte ihren nuclearen Brennstoff sehr schnell auf und hatte nur eine sehr kurze Lebensdauer. Die Sterne, die sich in der Scheibe der Galaxis gebildet haben, bezeichnet man als Population-I-Sterne.

Wir sprechen von dieser Elementerzeugung als von der Nucleosynthese in den Sternen. Sie läßt sich auf andere Galaxien übertragen, z. B. auf unseren galaktischen Zwilling, den Andromeda-Nebel, und so kann dieser Mechanismus als universal betrachtet werden. Astronomische Beobachtungen an anderen Galaxien haben sehr viel zum Verständnis der Nucleosynthese in Sternen beigetragen.

Die Nucleare Astrophysik befaßt sich mit den physikalischen Grundlagen der Energieerzeugung und der Elementsynthese in den Sternen. Sie ist eine segensreiche Anwendung der Kernphysik im Gegensatz zu den Reaktoren und Bomben. Für den Kernphysiker ist dieser Gegensatz ein persönliches und berufliches Dilemma. Ich persönlich bin jedoch zutiefst davon überzeugt, daß die Wissenschaft, die den Ursprung des Sonnenlichts erklärt, nicht dazu verwendet werden darf, eine Staubwolke aufzuwirbeln, die eben dieses Sonnenlicht absorbiert und unseren Planeten verdunkelt. Wie die gesamte Physik verlangt auch die Nucleare Astrophysik sowohl experimentelle als auch theoretische Aktivitäten; daher der erste Teil des Titels dieses Vortrags. Dieser Vortrag wird sich mit experimentellen kernphysikalischen Ergebnissen und deren theoretischen Analysen befassen und andere theoretische Aspekte beinahe (jedoch nicht völlig) ausklammern. Der Vortrag wird in keiner Weise den Aktivitäten der beobachtenden Astronomen und Kosmochemikern gerecht werden, die jedoch notwendig sind, um den Kreis zu schließen: Experiment, Theorie, Beobachtung. Auch wird er den Rechnungen vieler theoretischer Astrophysiker über die Nucleosynthese der Elemente mit ihren Isotopen unter astrophysikalischen Bedingungen während der zahlreichen Phasen der Sternentwicklung nicht gerecht werden.

Mein stärkstes persönliches Interesse gehört den experimentellen Daten, der Analyse dieser Daten und dem richtigen Gebrauch dieser Daten in theoretischen Sternmodellen. In dieser Hinsicht werde ich immer wieder durch einen hundertundneun Jahre alten Ausspruch von *Mark Twain* ermutigt:

There is something fascinating about science. One gets such wholesale returns of conjecture out of such a trifling investment of fact.

Life on the Mississippi 1874

Für mich bedeutet *Mark Twains* Bemerkung eine Herausforderung des Experimentators. Der Experimentator muß

versuchen, das Wort „trifling“ zu eliminieren, und zwar durch seine Bemühungen, die Tatsachen der Natur aufzudecken.

Experimentelle Forschung und theoretische Forschung sind häufig sehr harte Arbeit. Glücklicherweise wird sie dadurch erleichtert, daß man Spaß an der Physik hat und daß die Ergebnisse ein persönliches Gefühl von intellektueller Befriedigung erzeugen. Meiner Ansicht nach übertreffen die harte Arbeit und das daraus resultierende intellektuelle Vergnügen noch die Vorteile, die der Gesellschaft durch nachfolgende technische Anwendungen zufallen mögen. Bitte verstehen Sie mich recht – ich möchte diese Anwendungen nicht schmälen, aber ich kann nicht übersehen, daß sie ein zweischneidiges Schwert sind. Mein Thema ist das Ergebnis harter Arbeit eines Kernastrophysikers, die ihm Freude bereitete, wenn sie erfolgreich war. Es war harte Arbeit, aber es war Vergnügen. Deshalb habe ich den Untertitel „Ad astra per aspera et per ludum“ für diesen Vortrag gewählt, welcher frei übersetzt lautet: „Zu den Sternen durch harte Arbeit und durch Vergnügen“. Meine Fassung eines Verses aus Matthäus: „Der Mensch lebt nicht von der Arbeit allein“ ist damit in Einklang.

Vor diesem Hintergrund wollen wir nun fragen, welches die Ziele der Nuclearen Astrophysik sind. Vor allem versucht die Nucleare Astrophysik, die Energieerzeugung in der Sonne und in anderen Sternen in allen Phasen der Sternentwicklung zu verstehen. Energieerzeugung durch Kernprozesse erfordert die Umwandlung von Kernen in neue Kerne mit geringerer Masse. Der kleine Masseverlust wird mit dem Quadrat der Lichtgeschwindigkeit multipliziert, wie *Einstein* es uns lehrte, und somit wird eine relativ große Energiemenge freigesetzt.

Demnach ist das erste Ziel eng mit dem zweiten verknüpft, dem Versuch nämlich, die Kernprozesse zu verstehen, durch welche unter verschiedenen astrophysikalischen Bedingungen die beobachteten relativen Häufigkeiten der Elemente mit ihren Isotopen zustandekommen; daher der zweite Teil des Titels dieses Vortrags. Abbildung 2 zeigt schematisch die Häufigkeiten der Atome als Funktion des Atomgewichts. Die Daten zu dieser Kurve wurden zuerst von *Hans Suess* und *Harold Urey*^[2] systematisch aus einer Überfülle von terrestrischen, meteoritischen, solaren und stellaren Daten extrahiert und sodann periodisch von *A. G. W. Cameron*^[3] auf den neuesten Stand gebracht. WeSENTLICHE Beiträge zu den experimentellen Messungen der Raten^[1] atomarer Übergänge, wie sie für die Bestimmung solarer und stellarer Häufigkeiten benötigt wurden, stammen von meinem Kollegen *Ward Whaling*^[4]. Die unter^[3] und^[4] zitierten Arbeiten erschienen in dem Buch „Essays in Nuclear Astrophysics“, das einen Überblick über das Gebiet bis 1982 bietet. „You can always look it up“, um mit den Worten eines amerikanischen Baseball-Helden, *Casey Stengel*, zu sprechen.

Die Kurve in Abbildung 2 wurde häufig „universal“ oder „kosmisch“ genannt, repräsentiert in Wirklichkeit jedoch relative Häufigkeiten der Atome im Sonnensystem und in Hauptreihensternen mit ähnlicher Masse und ähnlichen Alter wie die Sonne. Heutzutage wird diese Kurve kurz mit „solar“ bezeichnet. Es liegt jenseits der Möglich-

[*] Anm. des Übersetzers: Der englische Ausdruck „rate“ wurde in diesem Beitrag durchgehend mit Rate übersetzt.

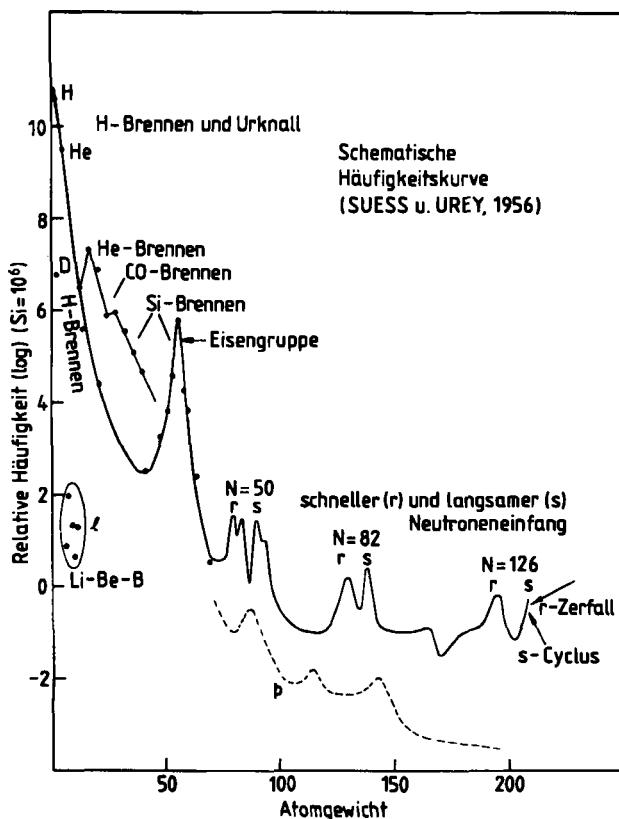


Abb. 2. Schematische Darstellung der Häufigkeiten von Atomen (relativ zu $Si = 10^6$) in der Sonne und ähnlichen Hauptreihensternen in Abhängigkeit vom Atomgewicht.

keiten dieses Vortrags, auf die schwierigen und schönen Untersuchungen in Astronomie und Kosmochemie näher einzugehen, durch welche diese Kurve bestimmt wurde. Wieso gerade diese Kurve als Ziel gesteckt wurde, kann einfach erklärt werden. Im folgenden wird man sehen, daß Berechnungen der Häufigkeiten von Atomen, die unter astronomischen Bedingungen in verschiedenen postulierten stellaren Schauplätzen entstehen, beinahe ausnahmslos auf Verhältnisse reduziert werden, die sich auf „solare“ Häufigkeiten beziehen.

II. Frühe Erforschung der Elementsynthese

George Gamow und seine Mitarbeiter R. A. Alpher und R. C. Herman^[5] versuchten, die Synthese aller Elemente während des Urknalls durch eine Nichtgleichgewichtstheorie zu erklären, bei der Neutronen(n)-Einfang mit gleichzeitiger Gammastrahlen(γ)-Emission und Elektronen(e)-Abstrahlung (Beta-Zerfall) der so entstandenen, zunehmend schwereren Kerne eine Rolle spielen.

Die Synthese verlief in Schritten von jeweils einer Masseneinheit, da das Neutron in der Skala, die in den physikalischen Wissenschaften allgemein verwendet wird, ungefähr die Einheitsmasse hat. Wie die Autoren hervorhoben, stößt diese Theorie jenseits der Masse 4 (4He) auf große Schwierigkeiten, da für die Massen 5 und 8 kein stabiler Kern existiert. Enrico Fermi und Anthony Turkevich versuchten mutig, jedoch erfolglos, diese Massenlücken zu schließen, und erlaubten Alpher und Herman^[5], über diese Untersuchungen zu berichten. Siebzehn Jahre später ge-

lang es Wagoner, Fowler und Hoyle^[6], in Kenntnis der inzwischen angesammelten Daten über Kernreaktionen, lediglich die Erzeugung von 7Li zu erklären; der Massenanteil betrug höchstens 10^{-8} bezogen auf die Summe von Wasserstoff und Helium in akzeptablen Modellen des Universums. Für alle schwereren Elemente zusammen ergaben sich weniger als 10^{-11} Massenanteile. Wagoner, Fowler und Hoyle^[6] hatten allerdings damit Erfolg, daß sie die Entstehung von 2D , 3He , 4He und 7Li in solchen Massenanteilen erklären konnten, die mit den damaligen Beobachtungen durchaus in Einklang waren. Neuere Beobachtungen und Rechnungen dienen häufig als Prüfstein für Modelle des expandierenden Universums; im allgemeinen begünstigen sie offene Modelle, bei denen sich die Expansion in alle Ewigkeit fortsetzt.

Es war im Zusammenhang mit der „Massenlücke“, daß das W. K. Kellogg Radiation Laboratory, wenngleich unbeabsichtigt, in astrophysikalische und kosmologische Bahnen gelenkt wurde. Bevor ich fortfahre, sollte ich die Anfänge dieses Laboratoriums darlegen, an dem ich 50 Jahre lang gearbeitet habe. Das Laboratorium wurde von Charles Christian Lauritsen entworfen und von 1930 bis 1931 unter seiner Aufsicht errichtet. Robert Andrews Millikan, der damalige Chef von Caltech, besorgte die dazu notwendigen Gelder, und zwar von Will Keith Kellogg, dem amerikanischen „Cornflakes-König“.

Das Laboratorium wurde zum Studium der Physik von 1 MeV-Röntgenstrahlung und deren Anwendung bei der Krebsbekämpfung erbaut. 1932 entdeckten Cockcroft und Walton, daß Kerne mit Protonen (p), den Kernen des leichten Wasserstoffatoms 1H , gespalten werden können, wenn diese auf Energien weit unter 1 MeV beschleunigt wurden. Lauritsen baute daraufhin sofort eine seiner Röntgenröhren in einen Beschleuniger für positive Ionen um (die Röntgenröhren wurden über Wechselstromtransformatoren versorgt!) und begann mit kernphysikalischen Untersuchungen. Robert Oppenheimer und Richard Tolman halfen mit, Millikan zu überzeugen, daß Lauritsen das Richtige unternahm. Oppenheimer war aktiv dabei, die experimentellen Ergebnisse aus diesen entscheidenden ersten Jahren des Kellogg Laboratory theoretisch zu interpretieren.

Lauritsen war von 1933–1936 mein Doktorvater, und ich arbeitete bis zu seinem Tod eng mit ihm zusammen. Er war es, der mich lehrte, daß Physik beides ist: harte Arbeit und Vergnügen. Er war gebürtiger Däne und sowohl ein hervorragender Geiger als auch Physiker, Architekt und Ingenieur. Er liebte die Werke von Carl Michael Bellman, dem berühmten schwedischen Dichter und Musiker aus dem achtzehnten Jahrhundert, und spielte und sang Bellman für seine Studenten. Es ist wohlbekannt, daß viele von Bellmans Werken Zechlieder sind. Das war umso besser.

Wir müssen nun auf den ersten Kontakt des Kellogg Radiation Laboratory mit den Fragen zur Massenlücke bei der Masse 5 zurückkommen. 1939 haben Hans Staub und William Stephens^[7] in diesem Laboratorium bei einer Energie knapp unter 1 MeV die Resonanzstreuung von Neutronen mit dem Bahndrehimpuls 1 – in Einheiten von \hbar (p -Welle) – an 4He entdeckt (Abb. 3). Dies bestätigte die Befunde früherer Kernreaktionsstudien von Williams, Shephard und Haxby^[8] und zeigte, daß der Grundzustand

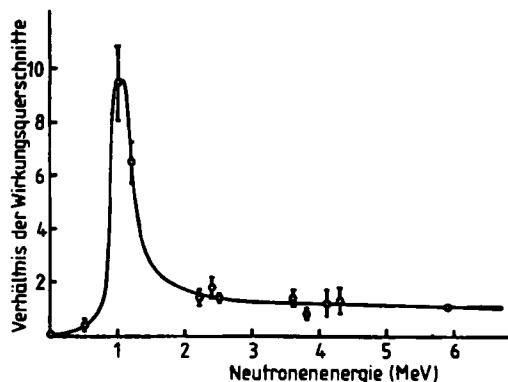


Abb. 3. Verhältnis des Rückwärtsstreuquerschnitts von Helium und Wasserstoff als Funktion der Laborenergie der einfallenden Neutronen in MeV.

von ${}^3\text{He}$ instabil ist. So schnell wie ${}^3\text{He}$ erzeugt wird, so schnell zerfällt es auch! Dasselbe wurde später auch für ${}^5\text{Li}$ nachgewiesen, den anderen Kandidaten für die Masse 5. Das Pauli-Prinzip fordert für Fermionen, daß das dritte Neutron in ${}^3\text{He}$ mindestens einen Bahndrehimpuls von 1 haben muß und nicht den Wert Null haben kann, wie es für die ersten beiden Neutronen mit antiparallelem Spin der Fall ist. Die anziehende Kernkraft kann nicht der nach außen gerichteten Zentrifugalkraft, im klassischen Sinn gesprochen, standhalten. Noch etwas später bestätigten *Tollestrup, Fowler* und *Lauritsen*^[9] im Kellogg Radiation Laboratory bei Untersuchungen mit erhöhter Präzision die Entdeckung von *Hemmingder*^[10], daß der Grundzustand von ${}^8\text{Be}$ instabil ist. Sie bestimmten die Energie des ${}^8\text{Be}$ -Aufbruchs zu $89 \pm 5 \text{ keV}$ ^[9]; gegenwärtig wird ein Wert von $91.89 \pm 0.05 \text{ keV}$ akzeptiert! Auch die Instabilität von ${}^8\text{Be}$ läßt sich auf das Pauli-Prinzip zurückführen. So schnell ${}^8\text{Be}$ synthetisiert wird, so schnell zerfällt es in zwei ${}^4\text{He}$ -Kerne. Diese mögen zwar Bosonen sein, bestehen jedoch aus Fermionen. Die Lücke bei den Massen 5 und 8 sprach das Urteil über *Gamows* Hoffnungen, daß alle Kernarten nacheinander im Urknall erzeugt wurden.

Die endgültige Verbindung des Kellogg Radiation Laboratory mit der Nuclearen Astrophysik kam 1939 zustande, als *Bethe*^[11] den CN-Cyclus als eine Art der Fusion von Wasserstoff zu Helium in den Sternen postulierte (seitdem man weiß, daß auch Sauerstoff am Cyclus beteiligt ist, nennt man ihn den CNO-Cyclus). *Charles Lauritsen*, sein Sohn *Thomas Lauritsen* und ich haben die Wirkungsquerschnitte für den Protonenbeschluß der für den CN-Cyclus relevanten Kohlenstoff- und Stickstoffisotope gemessen. *Bethes* Veröffentlichung^[11] zeigte uns, daß wir dabei waren, in der Sonne und in anderen Sternen ablaufende Prozesse im Laboratorium zu untersuchen. Dies beeindruckte uns nachhaltig. Der zweite Weltkrieg unterbrach die Arbeit; als das Laboratorium 1946 zu den kernphysikalischen Experimenten zurückkehrte, entschied *Lauritsen*, die *klassische* Niederenergie-Kernphysik wieder aufzunehmen und vor allem Kernreaktionen zu studieren, die vermutlich in den Sternen ablaufen. Dabei wurde er intensiv von *Ira Bowen* unterstützt, einem Caltech-Professor für Physik, der gerade zum Direktor des Mount Wilson Observatory ernannt worden war, außerdem von *Lee DuBridge*, dem neuen Caltech-Präsidenten, von *Carl Anderson*, Nobelpreisträger von 1936, und von *Jesse Greenstein*, der vor

kurzem berufen worden war, um am Caltech die Astronomie aufzubauen. *Lauritsen* selbst folgte im Kellogg Laboratory nicht dem modischen Trend zu immer höheren Energien, der sich bis heute fortgesetzt hat, sondern unterstützte *Robert Bacher* und andere bei der Einführung der Hochenergiephysik am Caltech.

Obwohl *Bethe*^[11] bereits 1939 und andere noch vor ihm die Energieerzeugung durch Kernprozesse in den Sternen diskutiert hatten, stammt das großartige Konzept für die Nucleosynthese in den Sternen doch von *Fred Hoyle*^[12]. Die grundlegenden Ideen dieses Konzepts wurden in zwei klassischen Veröffentlichungen über Sternstruktur und Sternentwicklung unter Anwendung der damals bekannten kernphysikalischen Daten präsentiert.

Wieder spielte das Kellogg Laboratory eine Rolle. Vor seiner zweiten Veröffentlichung wunderte sich *Hoyle* über die langsame Rate, mit der die ${}^{12}\text{C}$ -Kerne durch Fusion ($3\alpha \rightarrow {}^{12}\text{C}$) dreier Alpha-Teilchen (α) oder ${}^4\text{He}$ -Kerne in Roten Riesen erzeugt werden. *Hoyle* war erstaunt, weil er aufgrund seiner Untersuchungen mit *Schwarzschild*^[13] und der früheren Arbeit von *Sandage* und *Schwarzschild*^[14] davon überzeugt war, daß das Helium-Brennen durch den Prozeß $3\alpha \rightarrow {}^{12}\text{C}$ in Roten Riesen kurz oberhalb 10^8 K einsetzen sollte, und nicht bei $2 \times 10^8 \text{ K}$, wie es *Salpeters*^[15] Berechnungen erforderten. *Salpeter* führte seine Berechnungen durch, als er sich im Sommer 1951 als Gast im Kellogg Laboratory aufhielt, und er benutzte den Kellogg-Wert^[9] für den Energieüberschuß von ${}^8\text{Be}$ gegenüber den beiden ${}^4\text{He}$ -Kernen, um die resonante Rate für den $2\alpha \rightleftharpoons {}^8\text{Be}$ -Prozeß zu bestimmen, der sowohl die Bildung als auch den Zerfall von ${}^8\text{Be}$ umfaßt. *Salpeter* hat jedoch den nächsten Schritt, ${}^8\text{Be} + \alpha \rightarrow {}^{12}\text{C} + \gamma$, bei der Berechnung als nichtresonanten Strahlungseinfang behandelt.

Hoyle erkannte, daß dieser Schritt um mehrere Größenordnungen beschleunigt und damit die Temperatur für sein Einsetzen verringert würde, wenn es einen angeregten Zustand in ${}^{12}\text{C}$ mit einer Energie von 0.3 MeV oberhalb von ${}^8\text{Be} + \alpha$ im Ruhezustand und mit dem Drehimpuls und der Parität ($0^+, 1^-, 2^+, 3^- \dots$) gäbe, die über die Auswahlregeln für diese Größen vorgeschrieben sind. *Hoyle* kam im Frühjahr 1953 zum Kellogg Laboratory und befragte die Mitarbeiter über die mögliche Existenz des von ihm vorgeschlagenen angeregten Zustands. Der langen Geschichte kurzer Schluß ist, daß *Ward Whaling*, seine Mitarbeiter und seine Doktoranden^[16] beschlossen, ins Laboratorium zu gehen, um diesen Zustand über die ${}^{14}\text{N}(d, \alpha){}^{12}\text{C}$ -Reaktion zu suchen. Sie fanden ihn beinahe genau dort, wo *Hoyle* ihn vorhergesagt hatte. Der Zustand ist heute als 7.654-MeV-Zustand in ${}^{12}\text{C}$ bekannt, 0.2875 MeV oberhalb ${}^8\text{Be} + \alpha$ und 0.3794 MeV oberhalb 3α . *Cook, Fowler, Lauritsen* und *Lauritsen*^[17] bevölkerten dann diesen Zustand über den radioaktiven Zerfall von ${}^{12}\text{B}$ und zeigten, daß er in 3α aufbricht und daher wegen des Umkehrprinzips auch aus drei α -Teilchen gebildet werden kann. Sie argumentierten, daß Spin und Parität des Zustands 0^+ sein müßte. Heute weiß man, daß dies der Fall ist.

Die $3\alpha \rightarrow {}^{12}\text{C}$ -Fusion in den Roten Riesen überspringt die Lücken bei den Massen 5 und 8. Dieser Prozeß könnte niemals unter Urknall-Bedingungen ablaufen. Nachdem ${}^4\text{He}$ im frühen expandierenden Universum entstand, waren Dichte und Temperatur für die Fusion von Helium zu Kohlenstoff zu niedrig. Dagegen werden in den Roten Rie-

sen, nachdem Wasserstoff während des Hauptreihenstadiums zu Helium umgewandelt ist, sowohl Dichte als auch Temperatur des Helium-Cores durch gravitative Kontraktionen soweit erhöht, daß die Helium-Fusion gezündet wird. *Hoyle* und *Whaling* haben gezeigt, daß die Bedingungen in Roten Riesen dafür gerade richtig sind.

Wir können Fusionsprozesse als „nucleares Brennen“ bezeichnen, so wie wir auch vom chemischen Brennen sprechen. Das Helium-Brennen in den Roten Riesen folgt dem Wasserstoff-Brennen in den Hauptreihensternen. Darauf folgen Kohlenstoff-, Neon-, Sauerstoff- und Silizium-Brennen, wobei Eisen und seine Nachbarn im Periodensystem erreicht werden. Mit diesen Kernen mittlerer Masse als Saatmaterial wird die Synthese fortgesetzt. Die nachfolgenden Prozesse ähneln dem von *Gamow* vorgeschlagenen Neutroneneinfang unter „slow rate“-(s-Prozeß) oder „rapid rate“-Bedingungen (r-Prozeß); jenseits von ^{209}Bi , dem letzten stabilen Kern, werden kurzlebige radioaktive Kerne bis hin zu den langlebigen Kernen ^{232}Th , ^{235}U und ^{238}U erzeugt, den Mutterkernen der natürlichen radioaktiven Reihe. Für die Erzeugung der letzteren Kerne wird der r-Prozeß benötigt, der tatsächlich über die Masse 238 hinaus zu radioaktiven Kernen führt, die nach Beendigung des Prozesses schnell zu ^{232}Th , ^{235}U und ^{238}U zerfallen.

Suess und *Urey*^[2] fanden, daß zwei verschiedene Neutroneneinfangprozesse notwendig sind. Sie haben durch geschickte Verwendung der relativen Isotopenhäufigkeiten bei Elementen mit mehreren Isotopen die Existenz von Doppelstrukturen (r und s in Abb. 2) gezeigt. Es war sofort klar, daß diese Strukturen etwas mit dem Auffüllen der Neutronenschale bei den magischen Neutronenzahlen $N = 50, 82$ und 126 zu tun hatten, die aus dem Kern-Schalen-Modell von *Hans Jensen* und *Maria Goeppert-Mayer* hervorgehen. Beide bekamen den Nobel-Preis für Physik vor genau zwanzig Jahren.

Nahe beim Schalenabschluß haben die am s-Prozeß beteiligten Kerne niedrige Einfangquerschnitte und somit große Häufigkeit und halten den s-Prozeß aufrecht. Am r-Prozeß sind die protonenarmen, radioaktiven Vorläufer der stabilen Kerne beteiligt. Niedrige Einfangquerschnitte und kleine Betazerfallsraten führen nahe beim Schalenabschluß zu großen Häufigkeiten, doch treten diese großen Häufigkeiten nach dem darauf folgenden radioaktiven Zerfall bei kleineren A -Werten als beim s-Prozeß auf, da die Ordnungszahl Z kleiner ist und damit auch $A = N + Z$. In *Hoyles* klassischer Arbeit^[12] wurde die stellare Nucleosynthese bis hin zu den Eisengruppenelementen durch Reaktionen geladener Teilchen bewirkt. Die schnell anwachsende Coulomb-Barriere für geladene Teilchen schränkt weitere Synthesen ein. *Suess* und *Urey*^[2] gelang der Durchbruch, der zur Erweiterung der Nucleosynthese in den Sternen mit Neutronen, die nicht von Coulomb-Barrieren gehindert werden, bis hin zu ^{238}U führte.

Der vollständige Gang der Elementsynthese in den Sternen wurde in eine Veröffentlichung von *Burbridge*, *Burbridge*, *Fowler* und *Hoyle*^[18], allgemein als B²FH bezeichnet, eingearbeitet, und wurde unabhängig auch von *Cameron*^[19] entwickelt.

Von *Jesse Greenstein*^[20] und vielen anderen beobachteten Astronomen stammen bemerkenswerte Beiträge zu den astronomischen Aspekten dieses Problems. Seit dieser Zeit hat sich die Nucleare Astrophysik zu einer ausge-

wachsenen Wissenschaft gemausert, die so aufregende Entdeckungen wie die der Isotopenanomalien in Meteoriten durch meine Kollegen *Gerald Wasserburg*, *Dimitri Panastassiou* und *Samuel Epstein* und viele andere Kosmochimiker aufzuweisen hat.

Im folgenden werde ich von den vielen Experimenten und theoretischen Untersuchungen, die gerade laufen oder in den letzten Jahren entstanden sind, ein paar Höhepunkte beleuchten. Dieser Bericht wird die Aktivitäten des Kellogg Laboratory hervorheben, da sie mich am meisten interessieren und mir am besten bekannt sind. Jedoch werden reichlich Hinweise auf die Arbeiten anderer Laboratorien und Institutionen in der Hoffnung gegeben, daß der Leser einen breiten Überblick über die derzeitige experimentelle und theoretische Forschung auf dem Gebiet der Nuclearen Astrophysik gewinnt.

Dieser Bericht kann nicht die Details der Nucleosynthese aller Elemente mit deren Isotopen wiedergeben, da dies für eine gegebene Kernsorte die Diskussion aller Reaktionen, die den Kern erzeugen und die ihn zerstören, umfassen würde. Der Leser wird aber einige dieser Einzelheiten für ^{12}C , ^{16}O und ^{55}Mn erfahren.

Man stellt fest, daß die gemessenen Wirkungsquerschnitte für die Reaktionen üblicherweise bei den niedrigsten Meßenergien sehr klein sind, für $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ in der Nähe von 1.4 MeV sogar kleiner als ein Nanobarn (10^{-33} cm^2). Das bedeutet, daß die experimentelle Nucleare Astrophysik Beschleuniger mit großen Strömen gut fokussierter, monoenergetischer Ionenstrahlen benötigt, außerdem dünne Targets von hoher Reinheit und Stabilität, Detektoren von hoher Empfindlichkeit und großer Energieauflösung und schließlich Experimentatoren mit großer Toleranz gegenüber den notwendigerweise langen Meßzeiten und mit Geduld bei der Sammlung statistisch signifikanter Daten. In der experimentellen Nuclearen Astrophysik werden klassische Rutherford-artige Messungen von Kernwirkungsquerschnitten benötigt; die Ergebnisse ihrerseits sind wesentlich für das Verständnis der Physik der Kerne.

An dieser Stelle sei die Schreibweise von Kernreaktionen kommentiert. Bei der oben erwähnten $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ -Reaktion ist ^{12}C der Labor-Targetkern, α ist der auftreffende Kern (^{4}He), der im Labor beschleunigt wurde, γ ist das produzierte Photon, das im Labor nachgewiesen wird, und ^{16}O ist der Restkern, der auf Wunsch ebenfalls nachgewiesen werden kann. Wenn ^{12}C auf ein ^{4}He -Gastarget geschossen wird und das entstandene ^{16}O , nicht aber die γ -Strahlung nachgewiesen wird, beschreibt man die Reaktion im Laboratorium durch $^{4}\text{He}({}^{12}\text{C}, {}^{16}\text{O})\gamma$. Dies kümmert die Sterne überhaupt nicht. In den Sternen bewegen sich alle Teilchen, und nur das Schwerpunktsystem ist für die Bestimmung der Rate der stellaren Reaktion maßgebend. In der Reaktionskette $^{12}\text{C}(\alpha, n)^{15}\text{O}(e^+ \nu)^{15}\text{N}$ wird n , das Neutron, prompt erzeugt und nachgewiesen; e^+ ist das beta-verzögerte Positron, das ebenfalls nachgewiesen werden kann.

Nebenbei bemerkt erinnere ich mich mit Stolz daran, daß ich am 26. Januar 1955 zum ersten Mal vor der Königlich Schwedischen Akademie der Wissenschaften über „Kernreaktionen in den Sternen“ gesprochen habe. Es scheint nicht lange her zu sein, und einige von Ihnen im Auditorium haben diesen Vortrag gehört!

III. Raten stellarer Reaktionen aus Wirkungsquerschnitten, die im Laboratorium gemessen wurden

Es ist üblich, die Raten thermonuclearer Reaktionen als $N_A \langle \sigma v \rangle$ Reaktionen pro Sekunde pro (mol cm⁻³) anzugeben, wobei $N_A = 6.022 \cdot 10^{23}$ mol⁻¹ die Avogadrozahl und $\langle \sigma v \rangle$ das über die Maxwell-Boltzmann-Verteilung gemittelte Produkt (als Funktion der Temperatur) aus dem Reaktionswirkungsquerschnitt σ in cm² und der Relativgeschwindigkeit v der Reaktionspartner in cm s⁻¹ ist. Dabei muß $\langle \sigma v \rangle$ mit dem Zahlenwert der Dichten pro cm³ der beiden Reaktionspartner multipliziert werden, um die Raten in Einheiten von Anzahl Reaktionen pro Sekunde pro cm³ zu erhalten. N_A wird eingeführt, um Massenanteile benutzen zu können, wie es *Fowler*, *Caughlan* und *Zimmerman*^[21] im einzelnen beschrieben. Diese Autoren haben auch Verfahren für Reaktionen entwickelt, an denen mehr als zwei Partner beteiligt sind, und geben analytische Ausdrücke für Reaktionen an, die sich hauptsächlich zwischen γ , e , n , p und α und Kernen der Massenzahlen $A \leq 30$ abspielen. Die Bose-Einstein-Statistik für γ wurde notwendigerweise einbezogen, die Erweiterung auf die Fermi-Dirac-Statistik für entartete e , n und p und die Erweiterung auf die Bose-Einstein-Statistik für α sind jedoch nicht berücksichtigt. Für die Berechnung der Raten von Umkehrreaktionen sind die jeweiligen Faktoren angegeben.

Die ersten Arbeiten über die Ermittlung der Raten stellarer Reaktionen aus experimentellen, im Laboratorium erhaltenen Wirkungsquerschnitten wurden von *Bethe* in seinem Nobel-Vortrag^[11] zusammenfassend dargestellt. *Fowler*, *Caughlan* und *Zimmerman*^[21] haben detaillierte numerische und analytische Verfahren entwickelt, um solche Wirkungsquerschnitte in Raten stellarer Reaktionen umzuwandeln. Vor allem ist es notwendig, die schnellen Änderungen der nuclearen Wirkungsquerschnitte bei niedrigen Energien, die unter astrophysikalischen Bedingungen relevant sind, zu berücksichtigen.

Bei neutroneninduzierten Reaktionen wird dies dadurch erreicht, daß man einen Wirkungsquerschnittsfaktor S definiert, der gleich dem Wirkungsquerschnitt (σ) multipliziert mit der Wechselwirkungsgeschwindigkeit (v) ist, um die übliche v^{-1} -Singularität im Wirkungsquerschnitt für niedrige Geschwindigkeiten und niedrige Energien zu umgehen.

Bei Reaktionen, die durch geladene Teilchen wie Protonen, Alpha-Teilchen oder schwerere Kerne (¹²C, ¹⁶O...) induziert werden, muß eine Abnahme von σ um viele Größenordnungen – von den Meßwerten bei niedrigsten Energien im Laboratorium bis zu den astrophysikalisch relevanten Energien – berücksichtigt werden. Dies wird auf dem zuerst von *E. E. Salpeter*^[22] vorgeschlagenen Weg getan, was auch *Bethe* 1967^[11] hervorhob.

In Tabelle 1 ist gezeigt, wie ein relativ langsam veränderlicher S -Faktor dadurch definiert werden kann, daß der schnell veränderliche Term, der Gamow-Faktor, der das Durchtunneln der Coulomb-Barriere bestimmt, eliminiert wird. Der Wirkungsquerschnitt wird üblicherweise in Barns (10^{-24} cm²) angegeben und die Energie in MeV ($1.602 \cdot 10^{-6}$ erg), so daß der S -Faktor in MeV b ausgedrückt wird, manchmal jedoch auch in keV b. In Tabelle 1 werden die beiden Ordnungszahlen und die reduzierte

Tabelle 1. Definition des S -Faktors (*Bethe* 1967 [11]) als Funktion der Reaktionsenergie E .

$\sigma(E) = \pi \lambda^2 \cdot P \cdot \text{Innerer Kernfaktor}$
$\pi \lambda^2 \sim E^{-1}$ ($\lambda = \text{De-Broglie-Wellenlänge}/2\pi$)
$P(E) = \text{Gamow-Penetrabilität}$
$\sim \exp(-E_G^{1/2}/E^{1/2})$; $E_G \approx Z_0^2 Z_1^2 A$ [MeV]
$\Rightarrow S(E) = E \cdot \sigma(E) \cdot \exp(+E_G^{1/2}/E^{1/2})$
$S(E) \left\{ \begin{array}{l} \text{ermöglicht genauere Extrapolationen von den niedrigen Energien im Laboratorium zu sehr niedrigen effektiven stellaren Energien} \\ \text{stehen Energien im Laboratorium zu sehr niedrigen effektiven stellaren Energien} \end{array} \right.$

Masse (in atomaren Masseneinheiten) der wechselwirkenden Kerne durch Z_0 , Z_1 und A bezeichnet. Tabelle 2 zeigt dann, wie die Raten der stellaren Reaktionen als Mittelung über die Maxwell-Boltzmann-Verteilung berechnet werden können, und zwar sowohl für nichtresonante als auch für resonante Wirkungsquerschnitte. In Tabelle 2 ist die effektive Energie stellarer Reaktionen numerisch durch

$$E_0 = 0.122 (Z_0^2 Z_1^2 A)^{1/3} T_9^{2/3} \text{ MeV}$$

gegeben, wobei T_9 die Temperatur in Einheiten von 10^9 K ist. Ausdrücke für Reaktionsraten, die aus theoretischen Rechnungen für ein statistisches Modell abgeleitet sind, werden von *Woosley*, *Fowler*, *Holmes* und *Zimmerman*^[23] angegeben.

Tabelle 2. Raten stellarer Reaktionen als Funktion der Temperatur (T).

$\langle \sigma v \rangle_{\text{MB}} = f(T) \sim T^{-3/2} \int S(E) \exp(-E_G^{1/2}/E^{1/2} - E/kT) dE$
MB = Mittelung über die Maxwell-Boltzmann-Verteilung.
Das Maximum im Integranden erscheint bei E , und bei
$E_0 = \text{effektive Energie stellarer Reaktionen}$
$\sim E_G^{1/3} T^{2/3}$
nichtresonante Rate
$\langle \sigma v \rangle_{\text{nr}} \sim S(E_0) T^{-2/3} \exp(-3E_0/kT)$; $E_0/kT \sim T^{-1/3}$
resonante Rate
$\langle \sigma v \rangle_r \sim S(E_r) T^{-3/2} \exp(-E_r/kT)$
$E_r = \text{Resonanzenergie}$

Es trifft zu, daß die Extrapolation von den bei niedrigsten Energien im Laboratorium gemessenen Wirkungsquerschnitten zu den Wirkungsquerschnitten bei effektiven stellaren Energien des öfteren einen Abfall um viele Größenordnungen mit sich bringt. Jedoch basiert die Eliminierung des Gamow-Faktors, der diesen Abfall verursacht, auf der Lösung der Schrödinger-Gleichung für die Coulomb-Wellenfunktion, zu der man beträchtliches Vertrauen haben kann. Die Hauptunsicherheit liegt in jener Änderung des S -Faktors mit der Energie, welche hauptsächlich vom gewählten Wert für den Radius abhängt, bei dem sich ein Compound-Kern bildet, was schon vor langem in ^[24] besprochen worden ist. Die Radien, die meine Kollegen und ich in neueren Arbeiten verwendet haben, sind in ^[23] angegeben. Es gibt zusätzlich noch in Tabelle 1 eine Unsicherheit beim Inneren Kernfaktor, welche nur durch Experimente im Laboratorium beseitigt werden kann. Die Auswirkungen einer Resonanz im Compound-Kern gerade

ober- oder unterhalb der Schwelle für eine gegebene Reaktion können oft dadurch ermittelt werden, daß man die Eigenschaften dieser Resonanz durch andere Reaktionen bestimmt, in denen sie auftritt und die sich leichter untersuchen lassen.

IV. Wasserstoff-Brennen in den Hauptreihensternen und das Problem der solaren Neutrinos

Durch das Wasserstoff-Brennen in den Hauptreihensternen sind bis jetzt nur etwa 20% mehr Helium als das, was aus dem Urknall stammt, entstanden. Das Wasserstoff-Brennen in der Sonne hat jedoch ein über viele Jahre unlösbares Problem mit sich gebracht. 1938 schlugen *Bethe* und *Critchfield*^[24] die Proton-Proton- oder auch *pp*-Kette als einen Mechanismus für das Wasserstoff-Brennen in den Sternen vor. Aus vielen Wirkungsquerschnittsmessungen im Kellogg Laboratory und anderswo ist es heute bekannt, daß dieser Mechanismus und nicht der CNO-Cyclus die Sonne betreibt.

Unser Wissen über die schwache Wechselwirkung (Betazerfall, Neutrinoemission und -absorption, etc.) sagt uns, daß zwei Neutrinos bei der Umwandlung von vier Wasserstoffkernen in einen Heliumkern emittiert werden. Detaillierte Ausarbeitung der *pp*-Kette durch *Fowler*^[25] und *Cameron*^[26] zeigte, daß ein kleiner Teil dieser Neutrinos aus dem Zerfall von ⁷Be und ⁸B energiereich genug sein sollte, um durch Wechselwirkung mit ³⁷Cl-Kernen zu radioaktivem ³⁷Ar nachgewiesen werden zu können. Dies ist eine Methode zum Neutrino-Nachweis, die von *Pontecorvo*^[27] und *Alvarez*^[28] vorgeschlagen wurde. *Raymond Davis* und seine Mitarbeiter^[29] haben seit mehr als 25 Jahren versucht, diese energiereichen Neutrinos nachzuweisen. Sie benutzen dazu einen „Chlor-Detektor“, einen Tank mit 380 000 L Perchloryethylen ($C_2^{35}Cl_3^{37}Cl_1$), der in 1600 m Tiefe in der Homestake-Goldmine in Lead, South Dakota, untergebracht ist. Die Autoren fanden aber nur etwa ein Viertel dessen, was aufgrund modellabhängiger Rechnungen von *Bahcall* et al.^[30] erwartet wird.

Etwas geht schief – entweder sind die Standardmodelle der Sonne inkorrekt, die relevanten nuclearen Wirkungsquerschnitte fehlerhaft, oder die in der Sonne produzierten Elektron-Neutrinos werden auf dem Weg von der Sonne zur Erde teilweise in nichtnachweisbare Myon- oder Tau-Neutrinos umgewandelt. Über die nuclearen Wirkungsquerschnitte gab es in der Tat Kontroversen, die aber zum größten Teil gelöst wurden. Dies ist zusammenfassend von *Robertson* et al. und *Osborne* et al.^[31] sowie *Skelton* und *Kavanagh*^[32] dargestellt worden.

Man kam allgemein überein, als nächsten Schritt einen Detektor zu bauen, der den viel größeren Fluß der Niederenergie-Neutrinos von der Sonne durch Neutrinoabsorption in ⁷¹Ga nachweist, das dabei in radioaktives ⁷¹Ge übergeht. Dies Experiment dürfte 30 bis 50 Tonnen Gallium erfordern; 50 Tonnen kosten ungefähr 25 Millionen Dollar. Es werden internationale Anstrengungen unternommen, um die notwendige Menge an Gallium zusammenzubringen. Wir sind an den Ausgangspunkt der Nuclearen Astrophysik zurückgeworfen. Solange das Problem der solaren Neutrinos nicht gelöst ist, sind auch die Grundprinzipien der Kernprozesse in den Sternen in Frage

gestellt. Ein Gallium-Detektor sollte viel zur Lösung dieses Problems beitragen.

Der Chlor-Detektor muß „auf Sparflamme“ gehalten werden, bis der Chlor- und der Gallium-Detektor mit voller Leistung gleichzeitig betrieben werden können. Andernfalls wären endlose Vermutungen über Zeitvariationen im Fluß der solaren Neutrinos die Folge. Mehr noch, die Ergebnisse der „Gallium-Beobachtungen“ könnten Informationen aufdecken, die bei den früheren „Chlor-Beobachtungen“ übersehen worden sind.

Der CNO-Cyclus ist bei den höheren Temperaturen, die während des Wasserstoff-Brennens in Hauptreihensternen mit etwas größeren Massen als der Sonnenmasse auftreten, in Betrieb. Dies ist der Fall, weil die Reaktionsraten des CNO-Cyclus sehr viel schneller mit der Temperatur anwachsen als die der *pp*-Kette. Der Cyclus ist deshalb wichtig, weil durch ihn ¹³C, ¹⁴N, ¹⁵N, ¹⁷O und ¹⁸O aus den „Saatkernen“ ¹²C und ¹⁶O entstehen. Die Rolle dieser Kerne als Neutronenquellen während des Helium-Brennens wird in Abschnitt V besprochen.

V. Synthese von ¹²C und ¹⁶O sowie Neutronenproduktion beim Helium-Brennen

Der menschliche Körper besteht zu 65% seiner Masse aus Sauerstoff und zu 18% aus Kohlenstoff, der Rest ist hauptsächlich Wasserstoff. Die am häufigsten in der Sonne und ähnlichen Hauptreihensternen vorkommenden Elemente – schwerer als Helium – sind Sauerstoff (0.85%) und Kohlenstoff (0.39%). Es ist deshalb kein Wunder, daß die Bestimmung des Verhältnisses ¹²C/¹⁶O, das beim Helium-Brennen erzeugt wird, ein Problem von überragender Bedeutung für die Nucleare Astrophysik ist. Dieses Verhältnis hängt in recht komplizierter Art von der Dichte und der Temperatur des Hauptreihensterns ab, in dem das Helium-Brennen stattfindet, sowie von der Dauer dieses Prozesses, ist aber direkt mit den Relativraten des $3\alpha \rightarrow ^{12}\text{C}$ - und des $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ -Prozesses verknüpft. Wenn $3\alpha \rightarrow ^{12}\text{C}$ sehr viel schneller abläuft als $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$, dann wird beim Helium-Brennen kein ¹⁶O erzeugt. Im umgekehrten Fall entsteht kein ¹²C. Meistens ist die Folgereaktion $^{16}\text{O}(\alpha, \gamma)^{20}\text{Ne}$ langsam genug, um vernachlässigt zu werden.

Über die Rate des $3\alpha \rightarrow ^{12}\text{C}$ -Prozesses herrscht allgemeine Übereinstimmung, wie es *Barnes* in einer Übersicht^[33] darlegte. Jedoch gibt es gegenwärtig eine lebhafte Kontroverse über den Laboratoriums-Wirkungsquerschnitt der $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ -Reaktion und seine theoretische Extrapolation zu niedrigen Energien, bei welchen die Reaktion effektiv abläuft. Die Situation ist in den Abbildungen 4 bis 6 dargestellt, die mit einigen Änderungen den Veröffentlichungen von *Langanke* und *Koonin*^[34], *Dyer* und *Barnes*^[35] sowie *Kettner* et al.^[36] entnommen sind. Die Caltech-Daten, die im Kellogg Laboratory gewonnen wurden, sind in Abbildung 4 als experimentelle Punkte von *Dyer* und *Barnes*^[35] wiedergegeben, die ihre Ergebnisse mit theoretischen Rechnungen von *Koonin*, *Tombrello* und *Fox* (siehe^[35]) verglichen. Die Daten aus Münster sind in Abbildung 5 als experimentelle Punkte von *Kettner* et al.^[36] im Vergleich mit den Daten von *Dyer* und *Barnes*^[35] gezeigt. Die theoretischen Kurven, die die beste Anpassung an die

beiden Datensätze ergeben, stammen von *Langanke* und *Koonin*^[34].

Die Crux dieser Situation geht aus Abbildung 6 hervor, welche die Extrapolation der Wirkungsquerschnittsfaktoren S aus Caltech und Münster von den niedrigsten gemessenen Energien im Laboratorium (≈ 1.4 MeV) zur effektiven Energie von ≈ 0.3 MeV bei $T = 1.8 \cdot 10^8$ K zeigt, einer repräsentativen Temperatur für das Helium-Brennen in Roten Riesen. Die Extrapolation des Wirkungsquerschnitts überstreicht einen Bereich von 10^8 ! Der Anstieg des Wirkungsquerschnittsfaktors röhrt von zwei gebundenen Zuständen im ^{16}O -Kern knapp unter der $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ -Schwelle her (siehe Abb. 4). Es sind diese Beiträge zusammen mit Unterschieden in den Laboratoriumsdaten, welche die gegenwärtige Unsicherheit im extrapolierten S -Faktor bewirken. Man beachte, daß *Langanke* und *Koonin*^[34] die Extrapolation der Caltech-Daten von 1975, die *Fowler*, *Caughlan* und *Zimmerman*^[21] angaben, um den Faktor 2.7 erhöht und die Extrapolation der Daten aus Münster von 1982 um 23% erniedrigt haben. Es bleibt ein Faktor 1.6 zwischen ihrer Extrapolation der Münster- und der Caltech-Daten. Man kann aus all dem eine Lehre ziehen. Die halbempirische Extrapolation, die die Experimentatoren *Dyer* und *Barnes*^[35] an ihren Daten durchgeführt haben, war nur um 30% niedriger als die von *Langanke* und *Koonin*^[34], und die von ihnen angegebene Fehlergrenze reichte sogar bis zu diesem Wert. *Caughlan* et al.^[21] werden die Analyse der Caltech-Daten durch *Langanke* und *Koonin*^[34] tabellieren.

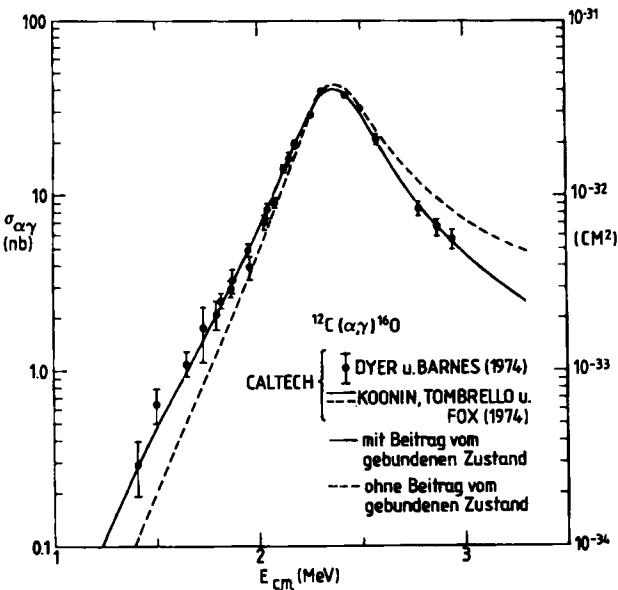


Abb. 4. Wirkungsquerschnitt σ in Nanobarns (nb), aufgetragen gegen die Schwerpunktsenergie $E_{\text{c.m.}}$ in MeV für die $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ -Reaktion, gemessen von *Dyer* und *Barnes* [35] und verglichen mit theoretischen Rechnungen von *Koonin*, *Tombrello* und *Fox* (siehe [35]).

Da die Ergebnisse so wichtig sind, ist es nicht überraschend, daß beide Laboratorien dabei sind, ihre Messungen zu niedrigeren Energien und mit höherer Präzision fortzusetzen. Bei der nun folgenden Diskussion des quasistatischen Silicium-Brennens wird man sehen, daß die Häufigkeiten, die in dieser Phase der Nucleosynthese auf-

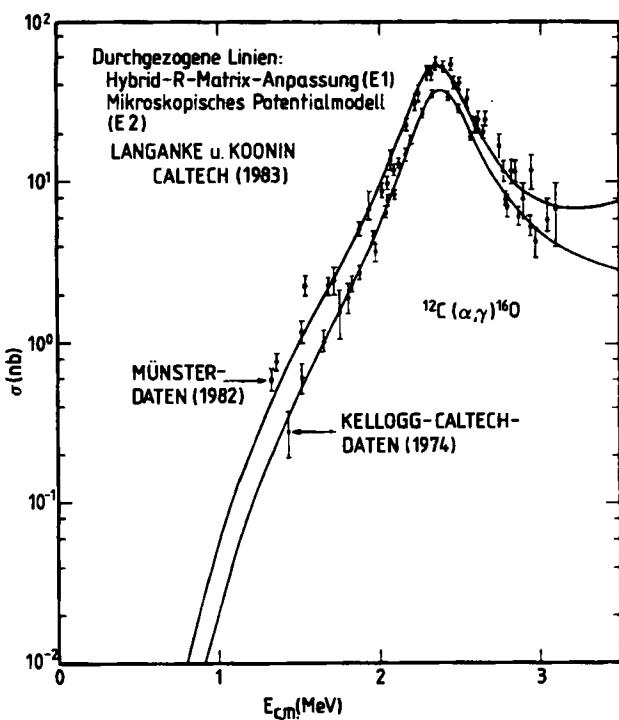


Abb. 5. Wirkungsquerschnitt σ in Nanobarns (nb), aufgetragen gegen die Schwerpunktsenergie $E_{\text{c.m.}}$ in MeV für die $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ -Reaktion. Die Daten aus Münster stammen von *Kettner* et al. [36] und die Kellogg-Caltech-Daten von *Dyer* und *Barnes* [35]. Die durchgezogenen Linien geben theoretische Rechnungen von *Langanke* und *Koonin* wieder [34].

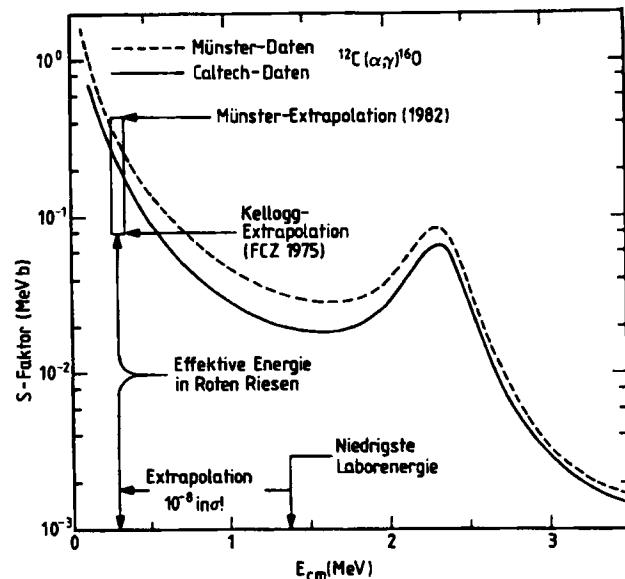


Abb. 6. Wirkungsquerschnittsfaktor S in MeVb, aufgetragen gegen die Schwerpunktsenergie $E_{\text{c.m.}}$ in MeV für die $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ -Reaktion. Die gestrichelte und die durchgezogene Kurve entsprechen den theoretischen Extrapolationen von *Langanke* und *Koonin* [34] für die Daten aus Münster bzw. die Kellogg-Caltech-Daten.

treten, zum Teil vom Verhältnis von ^{12}C zu ^{16}O abhängen, das während des Helium-Brennens erzeugt wurde, und daß die in Abbildung 6 gezeigten unterschiedlichen Extrapolationen in einem Bereich liegen, der für das endgültige Resultat des Silicium-Brennens ausschlaggebend ist. Diese Bemerkungen sind nicht auf die explosive Nucleosynthese anwendbar.

In neuester Zeit hat man sich sehr für das $^{12}\text{C}/^{16}\text{O}$ -Verhältnis interessiert, das unter den speziellen Bedingungen des Helium-Blitzes während der asymptotischen Riesen-Phase der Sternentwicklung erzeugt wird. Man hat beim heißen blauen Stern PG 1159-035 nichtradiale Schwingungen mit Perioden von 460 und 540 Sekunden und weitere, noch nicht genau bestimmte Schwingungen gefunden. Der Stern ist offenbar weit entwickelt, da seine Wasserstoffatmosphäre verlorengung und nur ein heißer Zwerg von ungefähr 0.6 Sonnenmassen zurückblieb. Theoretische Analysen der Schwingungen durch *Steffen et al.* und *Becker*^[37] erfordern beträchtliche Anteile an Sauerstoff in den Regionen, von denen die Pulsation ausgeht und wo der Sauerstoff abwechselnd ionisiert und deionisiert wird.

Kohlenstoff ist in diesen Gebieten vollständig ionisiert und dämpft nur die Pulsationsamplitude. Es ist bis jetzt noch nicht geklärt, ob in Helium-Blitzen, in denen sicherlich die Reaktion $3\alpha \rightarrow ^{12}\text{C}$ abläuft, die aber möglicherweise für die Reaktion $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ nicht lange genug dauern, genügend Sauerstoff produziert wird. Das Problem braucht nach^[37] nicht die Rate der nuclearen Reaktionen zu sein. Wir werden sehen!

Der β^+ -Zerfall wird im folgenden mit $(e^+ \nu)$ bezeichnet, da beide Teilchen, ein Positron (e^+) und ein Neutrino (ν), emittiert werden. Ähnlich wird der β^- -Zerfall mit $(e^- \bar{\nu})$ bezeichnet, da beide Teilchen, ein Elektron (e^-) und ein Antineutrino ($\bar{\nu}$), emittiert werden. Elektroneneinfang (des öfteren durch ϵ symbolisiert) wird mit (e^-, ν) bezeichnet, wobei das Komma andeutet, daß ein Elektron eingefangen und ein Neutrino emittiert wird. Die Bezeichnungen $(e^+, \bar{\nu})$, (ν, e^-) und $(\bar{\nu}, e^+)$ sollten nun unmittelbar verständlich sein.

Während des Helium-Brennens werden Neutronen auf verschiedene Art erzeugt, und zwar je nach den Bedingungen, unter denen der CNO-Zyklus beim vorangegangenen Wasserstoff-Brennen abgelaufen ist. Wenn der Zyklus nicht vollständig abläuft, wird ^{13}C in reichlichem Maß über die Reaktionsfolge $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}(e^+ \nu)^{13}\text{C}$ erzeugt; beim darauf folgenden Helium-Brennen entstehen die Neutronen über die $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ -Reaktion. Läuft der Zyklus jedoch vollständig ab, ist das Hauptprodukt ($> 95\%$) ^{14}N , und beim anschließenden Helium-Brennen bilden sich ^{18}O und ^{22}Ne über die Reaktionsfolge $^{14}\text{N}(\alpha, \gamma)^{18}\text{F}(e^+ \nu)^{18}\text{O}(\alpha, \gamma)^{22}\text{Ne}$, und diese Kerne ihrerseits produzieren Neutronen über $^{18}\text{O}(\alpha, n)^{21}\text{Ne}(\alpha, n)^{24}\text{Mg}$ und $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$. Jedoch geben die astrophysikalischen Bedingungen, unter denen die Neutronen die schweren Elemente über den s-Prozeß aufbauen, sowie die Schauplätze dieser Reaktionen selbst heute noch Anlaß zu einigen Kontroversen und vielen Untersuchungen (siehe Abschnitt XI).

VI. Kohlenstoff-, Neon-, Sauerstoff- und Silicium-Brennen

An den fortgeschrittenen Brennprozessen, die in diesem Abschnitt besprochen werden, ist das in Abbildung 7 gezeigte Netzwerk von Reaktionen beteiligt. Die Reaktionen dieses Netzwerks können bei hohen Temperaturen ablaufen, und deshalb können radioaktive Kerne lange genug überleben, um als live-Reaktions-Target zu dienen. Zudem

werden die angeregten Zustände selbst der stabilen Kerne bevölkert und dienen als solche als Targets. Die Bestimmung von nuclearen Wirkungsquerschnitten und Reaktionsraten der ungefähr 1000 Reaktionen im Netzwerk hat ausgiebige experimentelle und theoretische Anstrengungen erfordert und wird dies auch in Zukunft tun.

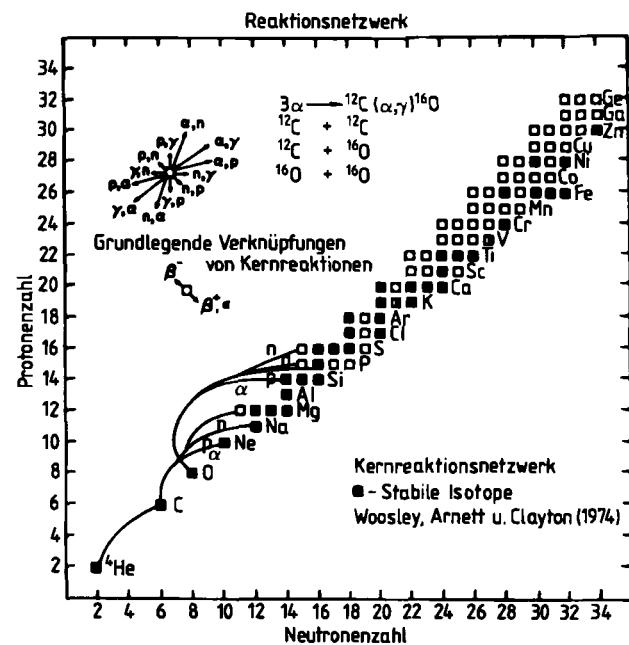


Abb. 7. Reaktionsnetzwerk für die Nucleosynthese, das die wichtigsten stabilen und radioaktiven Kerne mit $N=2$ bis 34 und $Z=2$ bis 32 berücksichtigt. Stabile Elemente sind durch ausgefüllte Quadrate und radioaktive durch offene Quadrate gekennzeichnet.

Die folgende Diskussion bezieht sich auf ausreichend massereiche Sterne, so daß keine Elektronenentartung während der nuclearen Evolution durch die verschiedenen Brennstadien einsetzt, wie sie in diesem Abschnitt beschrieben werden. In weniger massereichen Sternen kann die Elektronenentartung die weitere nucleare Evolution in gewissen Stadien mit einem katastrophalen Ergebnis, dem Auseinanderbrechen des stellaren Systems, beenden. Der Leser wird Abbildung 8, speziell 8a, beim Verfolgen der Diskussion in diesem Abschnitt instruktiv finden. Abbildung 8 ist *Woosley* und *Weaver*^[38] entnommen; eine sehr viel detailliertere Version ist in Abbildung 9 (von *Weaver*, *Woosley* und *Fuller*^[39]) gezeigt. Abbildung 8a bezieht sich auf einen vorexplosiven Zustand eines jungen (Population-I-)Sterns von 25 Sonnenmassen und zeigt die Ergebnisse verschiedener Arten des nuclearen Brennens in folgenden Masse-Zonen: 1) $> 10 M_\odot$, konvektive Hülle mit den Produkten von wenig CNO-Brennen; 2) $7-10 M_\odot$, hauptsächlich Produkte des H-Brennens; 3) $6.5-7 M_\odot$, Produkte des He-Brennens; 4) $1.9-6.5 M_\odot$, Produkte des C-Brennens; 5) $1.8-1.9 M_\odot$, Produkte des Ne-Brennens; 6) $1.5-1.8 M_\odot$, Produkte des O-Brennens; 7) $< 1.5 M_\odot$, Produkte des Si-Brennens im teilweise neutronisierten Core (nicht im Detail gezeigt); diese Produkte bestehen hauptsächlich aus ^{54}Fe und auch aus wesentlichen Anteilen anderer neutronenreicher Kerne wie ^{48}Ca , ^{50}Ti , ^{54}Cr und ^{58}Fe . Die Kerne ^{54}Fe , ^{48}Ca und ^{50}Ti haben $N=28$; bei dieser Neutronen-

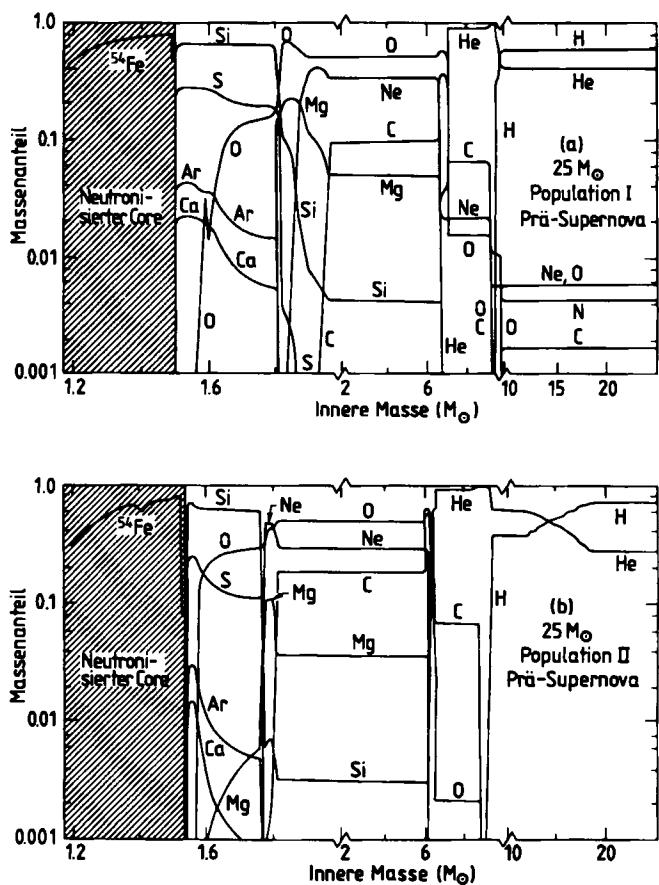


Abb. 8. Präsupernovahäufigkeiten in Massenanteilen aufgetragen gegen zunehmende innere Masse in Sonnenmasseneinheiten, M_{\odot} . Null entspricht dem Zentrum und $25 M_{\odot}$ der gesamten Sternmasse (aus Woosley und Weaver [38]). a) (oben) Population-I-Stern; b) (unten) Population-II-Stern.

zahl ist die Neutronen-Unterschale gefüllt. Abbildungen 8a und 8b gelten für den Zustand kurz nachdem die Photodesintegration den Core-Zusammenbruch eingeleitet hat, der im folgenden durch die Verringerung des äußeren Drucks durch Elektroneneinfang und die resultierende, fast vollständige Neutronisierung des Cores aufgehalten wird.

Es sollte beachtet werden, daß die verschiedenen Brennstadien ursprünglich in der zentralen Region des Sternes und dann anschließend in einer Schale stattfanden, die diese Region umgibt. Durch nachfolgende Phasen wird der innere Teil der vorhergehenden Brennphase modifiziert. Zum Beispiel fand das Kohlenstoff-Brennen beim 25-Sonnenmassen-Population-I-Stern aus Abbildung 8a in der zentralen Region des Sterns statt, die 6.5 Sonnenmassen umfaßt; die inneren 1.9 Sonnenmassen wurden jedoch durch darauffolgendes Ne-, O- und Si-Brennen modifiziert.

Das Helium-Brennen erzeugt einen stellaren Core, der hauptsächlich aus ^{12}C und ^{16}O besteht. Nach der Core-Kontraktion steigen Temperatur und Dichte, bis das Kohlenstoff-Brennen über die $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ -Fusion gezündet wird. Der in Abbildung 10 gezeigte S-Faktor für die Gesamtreaktionsrate ist Seite 213 von [33] entnommen und gründet sich auf Messungen mehrerer Laboratorien. Die Extrapolation zu niedrigen Energien von astrophysikalischer Relevanz ist unsicher, wie Abbildung 10 deutlich macht; weitere experimentelle und theoretische Untersuchungen sind dringend notwendig. Bei der niedrigsten Beschussenergie, 2.4 MeV, beträgt der Wirkungsquerschnitt $\approx 10^{-8}$ Barns. Die effektive Energie für eine repräsentative Brenntemperatur von $6 \cdot 10^8$ K ist $E_0 = 1.7$ MeV, und der extrapolierte

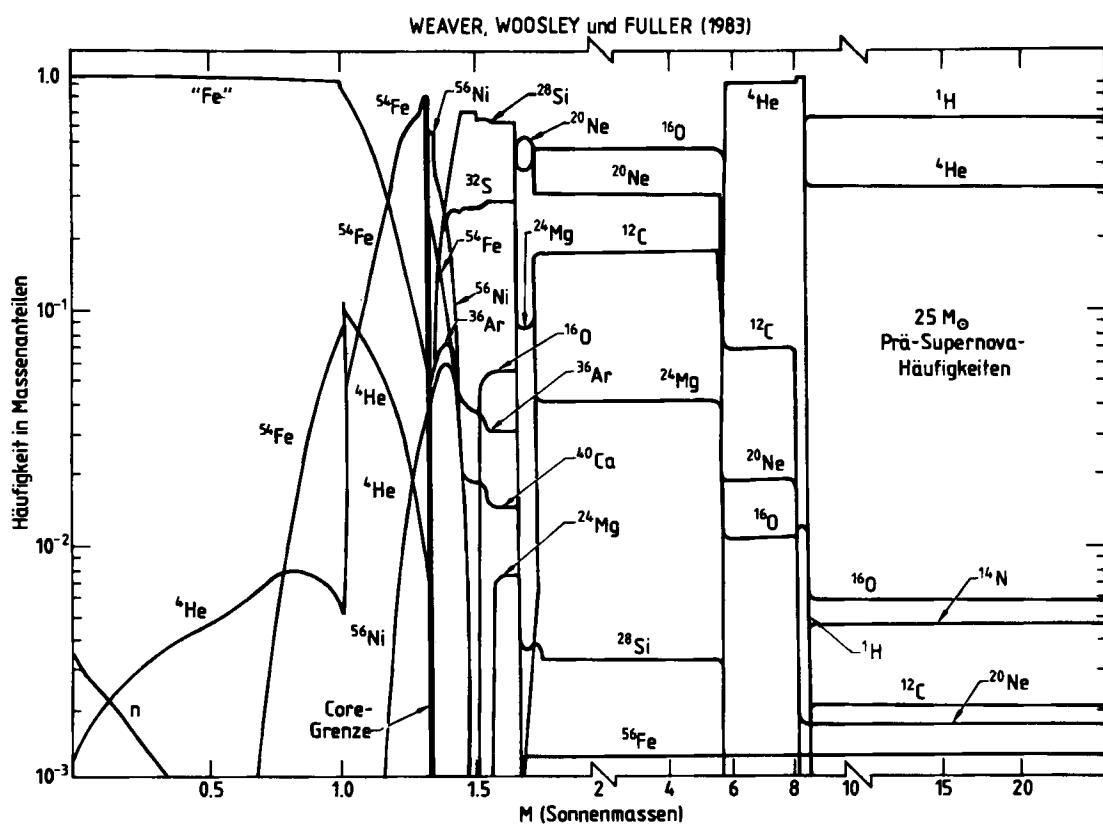


Abb. 9. Präsupernovahäufigkeiten in Massenanteilen aufgetragen gegen zunehmende innere Masse für einen Population-I-Stern mit der Gesamtmasse von $25 M_{\odot}$ (aus Weaver, Woosley und Fuller [39]).

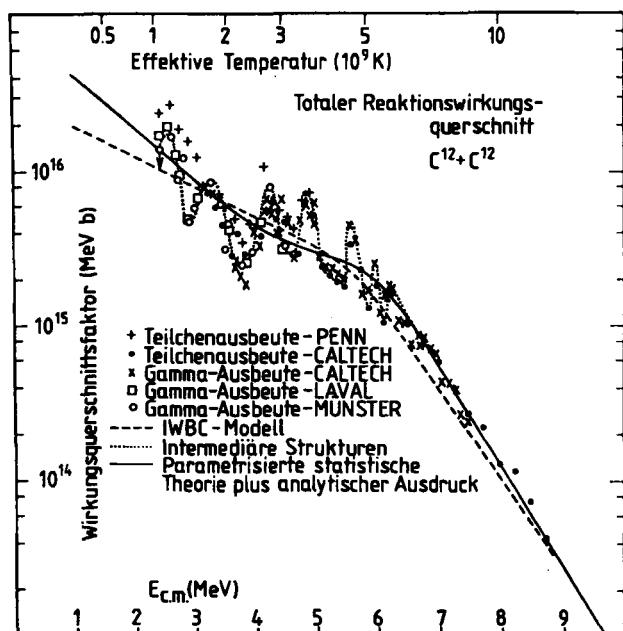


Abb. 10. Totaler Wirkungsquerschnittsfaktor S in MeV b aufgetragen gegen die Schwerpunktsenergie $E_{c.m.}$ in MeV für die $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ -Fusion. Gezeigt sind die experimentellen Daten aus mehreren Laboratorien zusammen mit den durch die gepunktete Kurve angedeuteten intermediären Strukturen. Zwei parametrisierte Anpassungen an die Daten, bei denen intermediäre Strukturen vernachlässigt wurden, sind durch die gestrichelte und die durchgezogene Kurve wiedergegeben.

Wirkungsquerschnitt ist 10^{-13} Barns. Als Hauptprodukt des Kohlenstoff-Brennens entsteht ^{20}Ne , das hauptsächlich über die $^{12}\text{C}(\text{C}^{12}, \alpha)^{20}\text{Ne}$ -Reaktion erzeugt wird. Die Reaktionen $^{12}\text{C}(\text{C}^{12}, p)^{23}\text{Na}$ und $^{12}\text{C}(\text{C}^{12}, n)^{23}\text{Mg}$ ($e^+ \nu$) ^{23}Na finden ebenso statt wie viele Sekundärreaktionen, z. B. $^{23}\text{Na}(p, \alpha)^{20}\text{Ne}$. Wenn ^{12}C erschöpft ist, bleiben ^{20}Ne und ^{16}O als Hauptbestandteile übrig. Steigt die Temperatur durch weitere gravitative Kontraktion, wird ^{20}Ne durch Photodesintegration ($^{20}\text{Ne}(\gamma, \alpha)^{16}\text{O}$) zerstört. Dies geschieht, weil das Alpha-Teilchen in ^{20}Ne an seinen Partner mit geschlossener Schale, ^{16}O , mit nur 4.731 MeV gebunden ist. Zum Beispiel beträgt die Bindungsenergie für Alpha-Teilchen in ^{16}O 7.162 MeV.

Die nächste Phase ist das Sauerstoff-Brennen über die $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ -Fusion. Der S -Faktor für die Gesamtreaktionsrate ist in Abbildung 11 gezeigt; dafür wurden ausschließlich Daten aus dem Kellogg Laboratory am Caltech verwendet. Die auf dem Nachweis von Gammastrahlung basierende Arbeit von Hulke, Rolfs und Trautvetter^[40] ist in recht guter Übereinstimmung mit den Messungen am Caltech. Wie bei der $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ -Fusion ist die Extrapolation zu niedrigen Energien von astrophysikalischer Relevanz unsicher, obwohl nur eine der vielen möglichen Extrapolationen in Abbildung 11 gezeigt ist. Das Hauptprodukt beim Sauerstoff-Brennen ist ^{28}Si über die Primärreaktion $^{16}\text{O}(\text{O}^{16}, \alpha)^{28}\text{Si}$ und über eine Anzahl von Sekundärreaktionen. Unter bestimmten Bedingungen führen neutroneninduzierte Reaktionen zur Synthese von signifikanten Anteilen an ^{30}Si . Das Sauerstoff-Brennen kann zu Kernen mit einem kleinen, aber wichtigen Neutronenüberschuss gegenüber der Anzahl von Protonen führen.

Der Beginn des Silicium-Brennens signalisiert einen deutlichen Unterschied in der Natur der *Fusionsprozesse*. Die Coulomb-Barriere zwischen zwei ^{28}Si -Kernen ist so

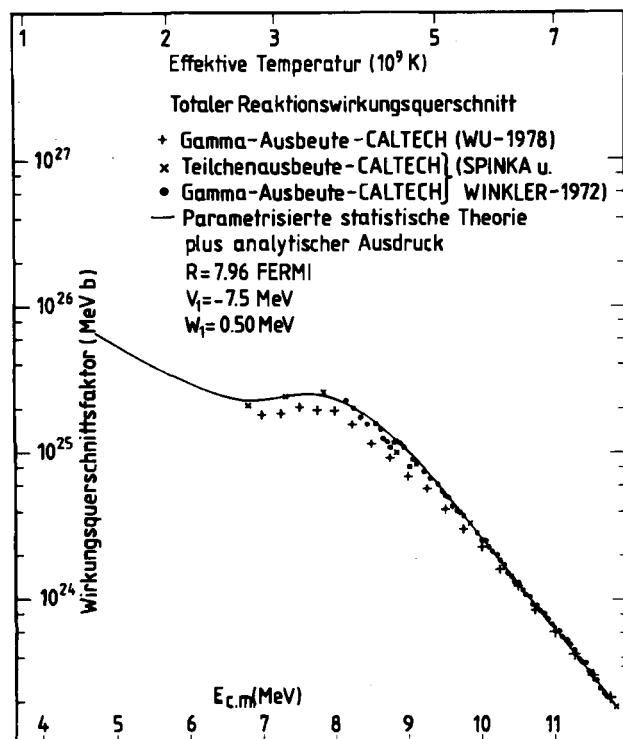


Abb. 11. Totaler Wirkungsquerschnittsfaktor S in MeV b, aufgetragen gegen die Schwerpunktsenergie $E_{c.m.}$ in MeV für die $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ -Fusion. Gezeigt sind die experimentellen Daten aus mehreren Messungen im Caltech, die mit einer parametrisierten theoretischen Anpassung (durchgezogene Kurve) verglichen werden.

groß, daß die direkte Bildung des Compound-Kerns ^{56}Ni bei Umgebungstemperaturen von $T_9 = 3$ bis 5 und Dichten $\rho = 10^5$ bis 10^9 g cm^{-3} über Fusion nicht möglich ist. Jedoch werden ^{28}Si und Folgeprodukte leicht über Photodesintegration (γ, α), (γ, n) und (γ, p) aufgespalten. Mit zunehmendem Si-Brennen werden mehr und mehr ^{28}Si -Kerne zu Nucleonen und Alpha-Teilchen zerlegt, die dann wiederum durch die noch übriggebliebenen ^{28}Si -Kerne eingefangen werden und über das Netzwerk in Abbildung 7 Kerne bis zur Eisengruppe aufbauen können. Das Hauptprodukt beim explosiven Si-Brennen ist ^{56}Ni , das sich nach und nach über Betazerfall zu ^{56}Fe umwandelt.

Im quasistatischen Si-Brennen sind die schwachen Wechselwirkungen schnell genug, daß ^{54}Fe als Hauptprodukt synthetisiert wird. Es enthält zwei Neutronen mehr als Protonen. Wegen der wichtigen Rolle der Alpha-Teilchen (α) und des unerbittlichen Trends zum Gleichgewicht (e), in das Kerne um die Masse 56 einbezogen sind, die die größte Bindungsenergie pro Nucleon von allen Kernsorten besitzen, haben $\text{B}^2\text{FH}^{[18]}$ das heute so benannte Si-Brennen in einen α -Prozeß und einen e -Prozeß unterteilt. Quasigleichgewichtsrechnungen für das Si-Brennen wurden von Bodansky, Clayton und Fowler^[41] durchgeführt; sie zitieren die Originalliteratur, in welcher die Grundideen zum Si-Brennen entwickelt wurden. Moderne Computer ermöglichen detaillierte Netzwerk-Fluß-Rechnungen, wie es in^[38, 39] beschrieben wird.

Die ausgiebigen Laboratoriumsuntersuchungen der Reaktionen beim Si-Brennen sind in der Übersicht^[33] zusammengefaßt. Als Beispiel seien in Abbildung 12 und 13 (nach Zyskind et al.^[42]) die im Laboratorium gemessenen Anregungskurven für $^{54}\text{Cr}(p, n)^{54}\text{Mn}$ und $^{54}\text{Cr}(p, \gamma)^{55}\text{Mn}$

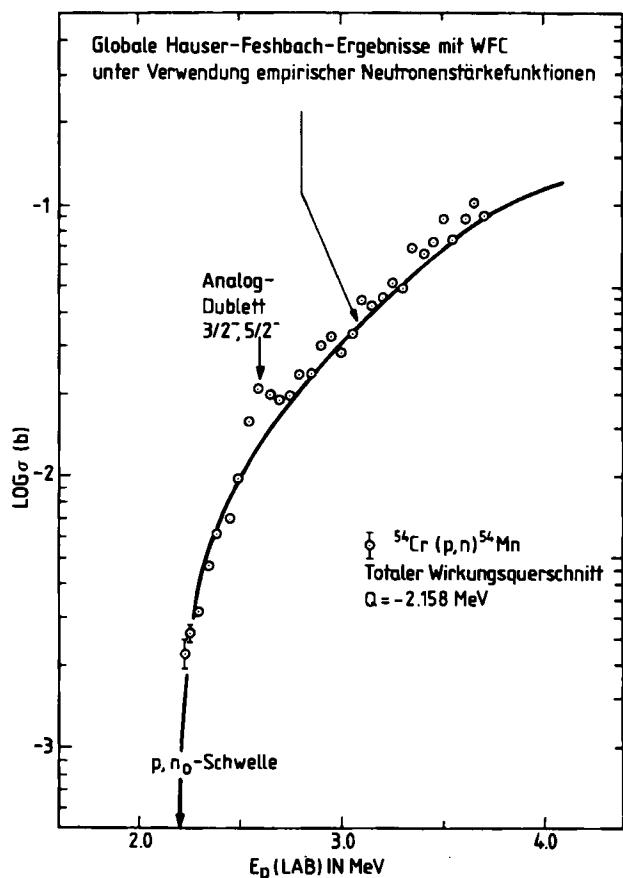


Abb. 12. Totaler Wirkungsquerschnitt σ in b, integriert über alle Austrittswinkel, für die $^{54}\text{Cr}(p,n)^{54}\text{Mn}$ -Reaktion gegen die Protonenenergie im Laboratorium $E_p(\text{Lab})$ in MeV aufgetragen. Die Daten von Zyskind et al. [42] werden mit unnormalisierten globalen Hauser-Feshbach-Rechnungen von Woosley et al. [23] verglichen.

gezeigt. Die Neutronen, die bei der ersten Reaktion erzeugt werden, erhöhen die Anzahl der beim Si-Brennen verfügbaren Neutronen, tragen aber nicht direkt zur Synthese von ^{55}Mn wie die zweite Reaktion bei. Tatsächlich konkurriert die (p,n) -Reaktion oberhalb der Schwelle bei 2.158 MeV stark mit der (p,γ) -Reaktion, die hauptsächlich interessiert, und erzeugt dadurch eine ausgeprägte Struktur („Konkurrenzscheitel“, „competition cusp“) in der Anregungskurve (Abb. 13). Diese Konkurrenz in der durch Kernreaktionen eingeleiteten Desintegration des Compound-Kerns wurde schon sehr früh von Niels Bohr betont, und deshalb sollten diese Strukturen als *Bohr-Cusps* bezeichnet werden. Es sind nicht die lange bekannten *Wigner-Cusps*, auch wenn sie letztlich dieselbe grundlegende Ursache haben. Aus Abbildung 13 wird deutlich, daß die Rate für die $^{54}\text{Cr}(p,\gamma)^{55}\text{Mn}$ -Reaktion bei sehr hohen Temperaturen wegen der Cusps um eine Größenordnung kleiner sein wird, als es sonst der Fall wäre.

Das Element Mangan hat nur ein Isotop, ^{55}Mn . Das in der Natur vorkommende Mangan ist höchstwahrscheinlich während des quasistatischen Si-Brennens erzeugt worden, und zwar über die soeben besprochene $^{54}\text{Cr}(p,\gamma)^{55}\text{Mn}$ -Reaktion. Das Reaktionsnetzwerk erstreckt sich bis zum ^{54}Cr und dann weiter bis ^{55}Mn . Die $^{51}\text{V}(\alpha,\gamma)^{55}\text{Mn}$ - und die $^{52}\text{V}(\alpha,n)^{55}\text{Mn}$ -Reaktion können dazu ebenfalls beitragen, vor allem während des explosiven Si-Brennens. Die gesamte Synthese von ^{55}Mn ist durch ein Gleichgewicht von Erzeugung und Vernichtung gekennzeichnet. Die Reaktio-

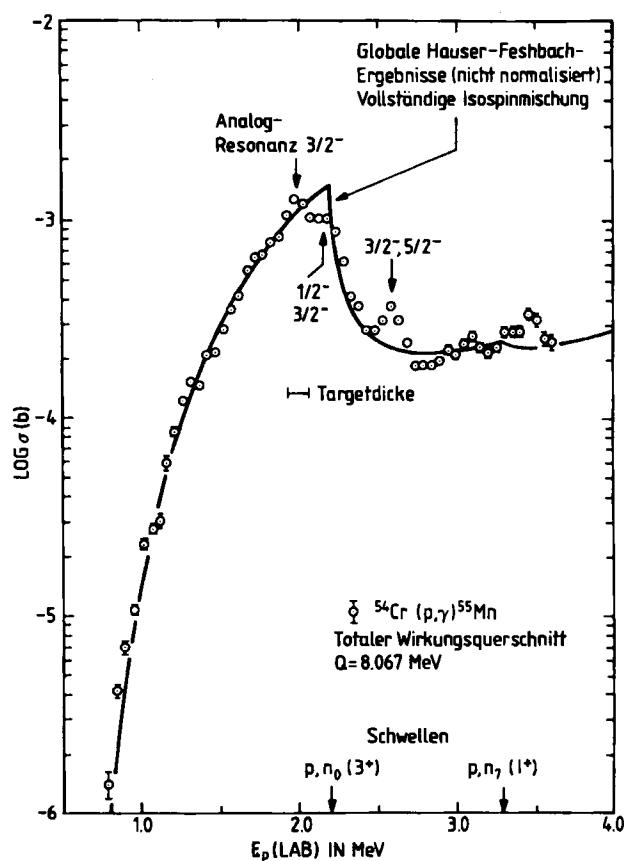


Abb. 13. Totaler Wirkungsquerschnitt σ in b, integriert über alle Austrittswinkel, für die $^{54}\text{Cr}(p,\gamma)^{55}\text{Mn}$ -Reaktion gegen die Protonenenergie im Laboratorium $E_p(\text{Lab})$ in MeV aufgetragen. Die Daten von Zyskind et al. [42] werden mit unnormalisierten globalen Hauser-Feshbach-Rechnungen von Woosley et al. [23] verglichen.

nen, die ^{55}Mn beim quasistatischen Si-Brennen sehr wahrscheinlich vernichten, sind $^{55}\text{Mn}(p,\gamma)^{56}\text{Fe}$ und $^{55}\text{Mn}(p,n)^{55}\text{Fe}$, wie Mitchell und Sargood^[43] diskutieren. Die Reaktionen $^{55}\text{Mn}(\alpha,\gamma)^{59}\text{Co}$, $^{55}\text{Mn}(\alpha,p)^{58}\text{Fe}$ und $^{55}\text{Mn}(\alpha,n)^{58}\text{Co}$ können ^{55}Mn auch während des explosiven Si-Brennens vernichten.

Aus den Abbildungen in Abschnitt VIII geht hervor, daß Rechnungen für die Gesamtsynthese von ^{55}Mn Werte liefern, die der solaren Häufigkeit dieses Elements ziemlich nahe kommen. Das gleiche kann leider nicht von vielen anderen Kernen gesagt werden.

Die Laboratoriumsmessungen von Si-Brennreaktionen an stabilen Targetkernen decken nur ungefähr 20% aller am Netzwerk in Abbildung 7 beteiligten Reaktionen ab. Direkte Messungen an kurzlebigen radioaktiven Kernen und an Kernen in angeregten Zuständen sind noch nicht möglich. In dieser Hinsicht ist die Erzeugung von Strahlen radioaktiver Ionen für die Zukunft vielversprechend. Richard Boyd und Haight et al.^[44] haben bei der Entwicklung dieser Technik Pionierarbeit geleistet.

Die Abbildungen 14 und 15 zeigen das von Haight et al.^[44] entwickelte Strahlführungssystem, das beschleunigte ^7Be - und ^{13}N -Strahlsorten erzeugt. Diese Autoren bestimmten den Wirkungsquerschnitt der $^2\text{H}(^7\text{Be}, ^8\text{B})\text{n}$ -Reaktion mit 16.9 MeV ^7Be -Ionen zu 59 ± 11 mb. Die äquivalente Schwerpunktsenergie für die $^7\text{Be}(d,n)^8\text{B}$ -Reaktion ist 3.8 MeV. Aus meiner Sicht wird die Weiterentwicklung und Anwendung der Ionenstrahl-Technik mit radioaktiven

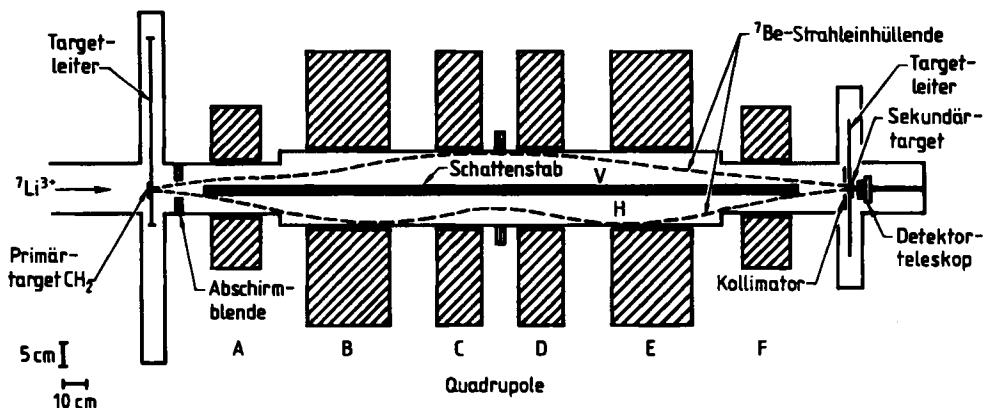


Abb. 14. Strahlführungssystem für radioaktive Ionen von Haigh et al. [44].

Ionen die aufregendsten Ergebnisse der experimentellen Nuklearen Astrophysik im nächsten Jahrzehnt zu Tage bringen. So ist zum Beispiel die Rate für die $^{13}\text{N}(p,\gamma)^{14}\text{O}$ -Reaktion, die als $^1\text{H}(^{13}\text{N},\gamma)^{14}\text{O}$ untersucht werden wird, kritisch entscheidend für den Ablauf des sogenannten schnellen CN-Cyclus.

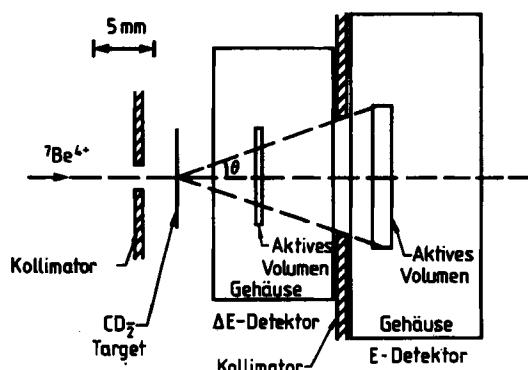


Abb. 15. Details des Target- und Detektorsystems für das Strahlführungssystem für radioaktive Ionen von Haigh et al. [44].

Wie auch immer, es war schon lange klar, daß die experimentellen Ergebnisse für Si-Brennreaktionen durch eine umfassende Theorie systematisiert und ergänzt werden mußten. Glücklicherweise sind theoretische gemittelte Wirkungsquerschnitte in vielen Fällen ausreichend. Dies ist der Fall, weil für die Raten stellarer Reaktionen die Wirkungsquerschnitte über eine Maxwell-Boltzmann-Verteilung integriert werden. Für die meisten Si-Brennreaktionen liegen Resonanzen im Wirkungsquerschnitt sehr dicht und überlappen sogar, und außerdem überdeckt die Integration einen Energiebereich, der groß genug ist, so daß über detaillierte Strukturen im Wirkungsquerschnitt automatisch gemittelt wird. Das statistische Modell für Kernreaktionen, das von Hauser und Feshbach^[45] entwickelt wurde und mittlere Wirkungsquerschnitte liefert, ist für diesen Zweck ideal. Daher haben Holmes, Woosley, Fowler und Zimmerman^[46] die Aufgabe übernommen, eine *globale*, parametrisierte Hauser-Feshbach-Theorie und ein Computerprogramm zum Gebrauch für die Nukleare Astrophysik zu entwickeln. Eine Erweiterung dieser Arbeit ist^[23]. Die freien Parameter sind der Radius, die Tiefe und der kompensierte Schwarzkörper-Reflektionsfaktor des

Kastenpotentials, das einem Woods-Saxon-Potential bei charakteristischer Wechselwirkung zwischen n, p un α mit Kernen $Z \geq 8$ äquivalent ist. Zwei weitere freie Parameter müssen noch eingeführt werden, um die Intensität der elektrischen und magnetischen Dipol-Übergänge der Gammastrahlung anzupassen. Die Raten der schwachen Wechselwirkung müssen ebenfalls spezifiziert werden; Mittel und Wege dazu werden in Abschnitt VII diskutiert.

Die ursprünglich gewählten Parameter für die n -, p - und α -Reaktionen sind einer älteren Arbeit von Michaud und Fowler^[47] entnommen, die sich stark auf Untersuchungen von Vogt (siehe^[47]) stützte. Diese Parameter und die für die elektromagnetische und schwache Wechselwirkung gewählten Parameter haben den Vergleich der Theorie mit der Überfülle der Laboratoriumsdaten überlebt. Es wurden verfeinerte Programme entwickelt, welche experimentelle Neutronenstärcefunktionen anstatt der Funktion des äquivalenten Kastenpotentials verwenden, oder Programme, bei denen realistische Woods-Saxon-Potentiale für alle Wechselwirkungen herangezogen werden, wie es Mann^[48] getan hat. Außerdem ergaben sich bemerkenswerte Verbesserungen in der Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment durch Breitenfluktuationsskorrekturen, so wie Zyskind et al.^[49] sie beschrieben.

Es ist wohlbekannt, daß die freien Parameter immer so gewählt werden können, daß die Wirkungsquerschnitte und Reaktionsraten jeder beliebigen Kernreaktion angepaßt werden können. Das ist nicht so in einem *globalen* Programm. Die Parameter werden im Prinzip durch die beste Anpassung nach dem Prinzip der minimalen quadratischen Abweichung ermittelt, und zwar für alle Reaktionen, für die experimentelle Daten zur Verfügung stehen. Als Beispiel diene die Abbildung auf Seite 307 in^[46]. Auf dieser Basis ist es möglich, etwas Vertrauen in Vorhersagen für solche Fälle zu setzen, für die es keine experimentellen Daten gibt.

Das Originalprogramm^[23, 46] hat Reaktionsraten als Funktion der Temperatur entweder in numerischer oder in analytischer Form hervorgebracht. Ein direkter Vergleich mit Integrationen über die im Laboratorium gemessenen Wirkungsquerschnitte für Targets im Grundzustand ist möglich. Unter Verwendung derselben *globalen* Parameter, die auf Reaktionen mit Targets im Grundzustand anwendbar sind, berechnet das theoretische Programm Raten für die Grundzustände von radioaktiven Kernen und für ange-

regte Zustände sowohl stabiler als auch radioaktiver Kerne. Durch Summation über die statistisch gewichteten Beiträge des Grundzustands und der bekannten angeregten Zustände oder über die theoretischen Zustandsdichtefunktionen erhält man die Raten stellarer Reaktionen für die äquilibrierte, statistische Population der Kernzustände. Nach der Summation ist die Division durch die Zustandssumme des Targetkerns notwendig. Analytische parametrisierte Ausdrücke für die Zustandssumme der Kerne mit $8 \leq Z \leq 36$ sind in Tabelle II.A von [23] als Funktion der Temperatur im Bereich $0 \leq T \leq 10^{10}$ K angegeben.

Tabelle 3. Statistische Modellrechnungen verglichen mit Messungen: Verhältnis der Reaktionsraten (Target im Grundzustand) nach Woosley, Fowler, Holmes und Zimmerman [23] und der Reaktionsraten aus experimentellen Messungen (1970-1982) aus Bombay, Caltech, Colorado, Kentucky, Melbourne und Toronto.

Reaktion	$T_0 = T/10^9$ [K]				
	1	2	3	4	5
$^{23}\text{Na}(p,n)^{23}\text{Mg}$	1.4	1.2	1.1	1.1	1.0
$^{25}\text{Mg}(p,\gamma)^{26}\text{Al}$	1.2	1.1	1.0	0.9	0.8
$^{25}\text{Mg}(p,n)^{25}\text{Al}$	1.1	1.0	0.9	0.8	0.8
$^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$	3.7	2.1	1.5	1.3	1.1
$^{27}\text{Al}(p,n)^{27}\text{Si}$	1.8	1.4	1.3	1.3	1.2
	0.9	0.9	0.9	1.0	1.0
$^{28}\text{Si}(p,\gamma)^{29}\text{P}$		1.2	1.3	1.2	0.9
$^{29}\text{Si}(p,\gamma)^{30}\text{P}$		1.0	1.6	1.6	1.5
$^{39}\text{K}(p,\gamma)^{40}\text{Ca}$	15	4.5	3.0	2.6	2.5
$^{41}\text{K}(p,\gamma)^{42}\text{Ca}$	0.5	0.5	0.5	0.4	0.4
$^{41}\text{K}(p,n)^{41}\text{Ca}$	0.8	1.0	1.1	1.2	1.3
$^{40}\text{Ca}(p,\gamma)^{41}\text{Sc}$				0.1	0.2
$^{42}\text{Ca}(p,\gamma)^{43}\text{Sc}$	1.3	1.4	1.4	1.4	1.3
	0.8	1.1	1.3	1.4	1.4

Sargood^[50] hat die experimentellen Ergebnisse mehrerer Laboratorien für Proton- und Alpha-Reaktionen mit 80 Targetkernen, die sich natürlich im Grundzustand befinden, mit den theoretischen Vorhersagen in [23] verglichen. In Tabelle 3 sind für Temperaturen im Bereich von $1 \cdot 10^9$ bis $5 \cdot 10^9$ K Verhältnisse der statistischen Modellrechnungen zu Laboratoriumsmessungen für zwölf Fälle gezeigt. Der doppelte Eintrag für die $^{27}\text{Al}(p,n)^{27}\text{Si}$ -Reaktion deutet an, daß Messungen aus zwei Laboratorien vorliegen. Es zeigt sich, daß die theoretischen Rechnungen mit wenigen

deutlichen Ausnahmen mit den experimentellen Ergebnissen innerhalb von 50% übereinstimmen. Im amerikanischen Jargon würde man sagen „You win some and you lose some“. Bei den leichteren Targets in Tabelle 3, besonders bei niedrigen Temperaturen, können die global gemittelten Raten dann fehlerbehaftet sein, wenn mehr und stärkere oder weniger und schwächere Resonanzen auftreten, als im Mittel in den Anregungskurven bei niedrigen Energien erwartet werden.

Sargood^[50] hat auch das Verhältnis der Rate stellarer Reaktionen mit den Targetkernen in einer thermischen Verteilung des Grundzustands und der angeregten Zustände mit den Raten für alle Targetkerne im Grundzustand verglichen. Die letzteren werden natürlich im Laboratorium gemessen. In Tabelle 4 sind einige Fälle für $T = 5 \cdot 10^9$ K aufgeführt. In vielen Fällen ist das Verhältnis nahezu eins, bemerkenswert häufig bei Reaktionen, die Gammastrahlung erzeugen. In anderen Fällen können die Verhältnisse mehrere Größenordnungen höher liegen. Dies kann mehrere Gründe haben: Es geschieht häufig dann, wenn der Grundzustand nur über Partialwellen mit großem Drehimpuls wechselwirken kann, was zu kleinen Penetrabilitätswahrscheinlichkeiten und daher kleinen Wirkungsquerschnitten führt. Dies macht eine Grundannahme in der Vorhersage der Raten stellarer Reaktionen klar: Von einer statistischen Theorie, die Ergebnisse für den Grundzustand erfolgreich vorhersagt, vermutet man, daß sie bei der Vorhersage von Ergebnissen für angeregte Zustände ähnlich erfolgreich ist. Diese Annahme ist häufig ungültig. Bahcall und Fowler^[51] haben gezeigt, daß in einigen Fällen Laboratoriumsmessungen von inelastischer Streuung, die angeregte Zustände einbezieht, indirekt verwendet werden können, um Reaktionswirkungsquerschnitte für eben diese Zustände zu bestimmen.

Ward und Fowler^[52] haben die Umstände im Detail untersucht, unter welchen langlebige, isomere Zustände nicht ins Gleichgewicht mit ihrem Grundzustand kommen. Wenn dies der Fall ist, wird es nötig, in die Netzwerkrechnungen die Raten für die stellaren Reaktionen im isomeren Zustand und im Grundzustand einzuarbeiten. Ein Beispiel von großem Interesse ist der Kern ^{26}Al . Der Grundzustand hat Spin und Parität $J^\pi = 5^+$ und den Isospin $T=0$ und

Tabelle 4. Verhältnis der Raten von stellaren Reaktionen und von Laboratoriumsreaktionen: $\langle\sigma v\rangle^*/\langle\sigma v\rangle^0$; $T = 5 \cdot 10^9$ K; nach Sargood [50] sowie Woosley, Fowler, Holmes und Zimmerman [23].

Target-kern	(n,γ)	(n,p)	(n,α)	(p,γ)	Reaktion	(p,n)	(p,α)	(α,γ)	(α,n)	(α,p)
^{20}Ne	0.959	12.2	4.98	0.954		34.1	6.86	0.907	4.90	1.29
^{21}Ne	0.808	6.15	1.13	0.818		1.78	1.95	0.943	0.985	1.37
^{22}Ne	0.917	159	22.1	0.895		5.11	2.72	0.968	0.996	2.46
^{23}Na	0.897	4.95	9.70	0.890		2.27	0.944	0.826	1.30	0.918
^{24}Mg	0.939	20.4	7.30	0.924		120	15.0	0.835	4.70	1.04
^{25}Mg	0.905	5.05	3.18	0.862		3.48	5.02	0.958	0.973	1.10
^{26}Mg	0.968	71.4	53.8	0.958		8.05	4.92	0.974	1.00	1.41
^{27}Al	0.934	4.12	10.9	0.913		3.22	1.14	0.905	1.13	0.972
^{28}Si	0.976	6.51	7.26	0.950		140	23.5	0.933	3.55	1.02
^{29}Si	0.943	8.67	3.34	0.907		3.18	50.1	0.927	0.964	1.18
^{30}Si	0.989	89.4	28.6	0.982		2.99	6.63	0.973	1.01	1.09
^{31}P	0.972	2.63	18.4	0.901		3.77	1.11	0.969	1.70	0.978
^{32}S	0.988	2.33	1.57	0.980		90.1	7.35	0.975	3.79	1.00
^{33}S	0.943	1.46	1.06	0.920		4.73	3.24	0.916	0.995	1.01
^{34}S	1.00	25.8	13.1	0.979		8.02	2.02	0.964	1.05	1.02
^{36}S	0.998	428	95.9	1.00		1.00	1.02	0.995	1.00	1.68
^{35}Cl	0.972	1.19	3.06	0.948		4.48	1.05	0.945	1.23	0.992
^{37}Cl	0.994	26.0	13.7	0.987		1.00	1.00	0.985	1.00	0.995

eine mittlere Lebensdauer für Positronenemission nach ^{26}Mg von 10^6 Jahren. Der isomere Zustand bei 0.228 MeV hat $J^\pi=0^+$, $T=1$ und eine mittlere Lebensdauer von 9.2 Sekunden. *Ward* und *Fowler*^[52] zeigten, daß der isomere Zustand für $T < 4 \cdot 10^8$ K nicht effektiv ins Gleichgewicht mit dem Grundzustand kommt. Bei solch niedrigen Temperaturen müssen sowohl der isomere Zustand als auch der Grundzustand von ^{26}Al in das Netzwerk von Abbildung 7 einbezogen werden.

VII. Astrophysikalische Raten der schwachen Wechselwirkung

Die schwache nucleare Wechselwirkung in Verbindung mit der starken Kernwechselwirkung spielt bei den astrophysikalischen Prozessen eine wichtige Rolle (siehe Abb. 7). Nur durch die schwache Wechselwirkung kann sich die Gesamtzahl der Protonen und Neutronen der Kernmaterie während der Sternentwicklung, des Kollapses und der Explosion ändern. Die Bildung eines Neutronensterns erfordert, daß die Protonen in der gewöhnlichen Sternmaterie durch Elektroneneinfang umgewandelt werden. Der Gravitationskollaps des Cores einer Supernova vom Typ II ist so lange verzögert, wie noch Elektronen übrigbleiben, die einen nach außen gerichteten Druck ausüben.

Viele Jahre theoretischer und experimenteller Arbeit über die Raten der schwachen Wechselwirkung sowohl im Kellogg Laboratory als auch anderswo gipfelten in der Berechnung und Tabellierung der Elektronen- und Positronen-Emissionsraten, der Kontinuum-Elektronen- und -Positronen-Einfangraten sowie der Energieverlustraten assoziierter Neutrinos für freie Nucleonen und 226 Kerne mit Massenzahlen zwischen $A = 21$ und 60 durch *Fuller*, *Fowler* und *Newman*^[53]. An der Erweiterung zu höheren und niedrigeren Werten für A wird augenblicklich gearbeitet.

Diese Berechnungen hängen stark von den experimentellen Werten für 87 diskrete Übergänge der Gamow-Teller-Elemente für Kerne mittlerer Masse ab, die *Wilson*, *Kavanagh* und *Mann*^[54] im Kellogg Laboratory bestimmten. Die Mehrzahl sowohl der experimentellen Fermi- und Gamow-Teller-Matrixelemente diskreter Übergänge als auch der Kernniveauschema-Daten wurden erschöpfenden Tabellen von *Lederer* und *Shirley*^[55] entnommen. Nicht gemessenen Matrixelementen für erlaubte Übergänge wurde ein Mittelwert zuerteilt, wie es im zweiten Zitat von^[53] beschrieben ist. Diese Mittelwerte waren $|M_F|^2 = 0.062$ und $|M_{GT}|^2 = 0.039$, was $\log ft = 5$ entspricht; f ist der Phasenraumfaktor und t die Halbwertszeit des Übergangs. Kernphysiker denken traditionsgemäß in Einheiten von $\log ft$ -Werten in Verbindung mit den Raten der schwachen Wechselwirkung.

Einfache Schalenmodell-Argumente wurden angewendet, um die Gamow-Teller-Summenregeln und die Anregungsenergien der kollektiven Zustände abzuschätzen. Durch neuere hochauflösende Messungen der p,n - und der $^3T, ^3\text{He}$ -Reaktionen von *Goodman* et al. bzw. *Ajzenberg-Selove* et al.^[56] wurde gezeigt, daß diese Abschätzungen leidliche Näherungswerte für $T^<$ - und $T^>$ -Kerne sind. $T^<$ mit $T \equiv |N - Z|$ repräsentiert hier z. B. ^{56}Fe mit $T=2$ in den Reaktionen $^{56}\text{Fe}(e^-, \nu) ^{56}\text{Mn}$ oder $^{56}\text{Fe}(n, p) ^{56}\text{Mn}$. Ähnlich ist

es mit $T^>$, das z. B. für ^{56}Mn mit $T=3$ steht. In^[53] wird der große Bedarf an zusätzlichen Ergebnissen für $T^>$ -Kerne hervorgehoben, die man sowohl über die n,p -Reaktion als auch über die $^3T, ^3\text{He}$ -Reaktion, aus denen die Matrixelemente für Elektroneneinfang entnommen werden können, erhalten würde.

Schalenmodellrechnungen der Gamow-Teller-Stärkefunktionen wurden von *S. D. Bloom* und *G. M. Fuller*^[57] mit dem Vektor-Schalenmodellcode des Lawrence Livermore National Laboratory für den Grundzustand und den ersten angeregten Zustand von ^{56}Fe , ^{60}Fe und ^{64}Fe durchgeführt. Diese detaillierten Rechnungen bestätigen die allgemeinen Trends in den Gamow-Teller-Stärkeverteilungen, die in den Näherungen in^[53] verwendet wurden.

Der Beitrag diskreter Zustände zu den Raten, der nach experimentellen Informationen durch die Fermi-Übergänge beherrscht wird, bestimmt die schwachen nuclearen Raten in einem Regime von Temperatur und Dichten, wie sie für die quasistatischen Phasen in der Präsupernova-Evolution der Sterne charakteristisch sind. Bei den höheren Temperaturen und Dichten, wie sie für die Phase des Supernova-Kollapses charakteristisch sind, werden die Elektroneneinfangraten durch die Gamow-Teller-Beiträge kollektiver Resonanzen beherrscht. Diese letztgenannte Phase ist derzeit von enorm großem Interesse, wie es *Brown*, *Bethe* und *Baym*^[58] beschrieben.

Die detaillierte Beschaffenheit und die Schwierigkeit der theoretischen Aspekte der kombinierten atomaren, nuclearen, plasma- und hydrodynamisch-physikalischen Probleme bei der Implosion und Explosion einer Supernova vom Typ II sind von *Hans Bethe* während seines Aufenthalts als Caltech Fairchild Scholar im Frühjahr 1982 in unserem Haus erforscht und diskutiert worden. Sein Besuch zusammen mit der Fernwechselwirkung zwischen ihm und seinen Mitarbeitern mündete in zwei richtungsweisenden Veröffentlichungen von *Bethe*, *Yahil* und *Brown*^[59] sowie von *Bethe*, *Brown*, *Cooperstein* und *Wilson*^[60].

Im Augenblick kann in puncto nucleare Zustandsgleichung vorhergesagt werden, daß die Kerne beim Kollaps des Eisen-Cores eines massereichen Sterns schnell so neutronenreich werden, daß der erlaubte Elektroneneinfang durch Protonen in den Kernen blockiert ist. Erlaubter Elektroneneinfang, für den $\Delta l = 0$ gilt, ist nicht möglich, wenn die Neutronen die Unterschalen gefüllt haben, welche den gleichen Bahndrehimpuls l wie die Unterschalen haben, die von den Protonen besetzt werden.

Dieses Neutronenschalen-Blockierungsphänomen und mehrere die Blockierung aufhebende Mechanismen, die bei hoher Temperatur und Dichte wirksam sind, einschließlich des verbotenen Elektroneneinfangs, wurden von *Fuller*^[61] mit Hilfe des einfachen Schalenmodells studiert. Obwohl die Mechanismen, die die Blockierung aufheben, empfindlich auf die Details der Zustandsgleichung reagieren, resultiert bei typischen Bedingungen eine beträchtliche Verringerung der Elektroneneinfangrate an schweren Kernen. Dies führt zu einer deutlichen Abhängigkeit des Elektroneneinfangs von der kleinen Zahl freier Protonen und zu einer Abnahme der gesamten Neutronierungsrate.

Die Ergebnisse von Ein-Zonen-Kollaps-Rechnungen von *Fuller*^[61] lassen vermuten, daß durch die Neutronenschalen-Blockierung ein größerer Core-Leptonen-Anteil

(Leptonen pro Baryonen) erzeugt wird, wenn die Neutrinos den Stern nicht mehr verlassen können. Die Anwendung der Chandrasekhar-Beziehung, daß die Core-Masse proportional dem Quadrat des Leptonenanteils ist, führt zu einer größeren *End-Core*-Masse und daher zu einer stärkeren „Post-bounce“-Stoßfront. Dagegen verringert die Einbeziehung der neuen Elektroneneinfangraten während des Si-Brennens im Prækollaps-Stadium den Leptonenanteil und führt zu einer kleineren *Anfangs-Core*-Masse und daher zu weniger Material (*Anfangs-Core*-Masse minus *End-Core*-Masse), welches den Effekt der Post-bounce-Stoßfront dämpfen kann. Die Dämpfung wird daher reduziert. Dies ist im Detail in [39] beschrieben.

Neuere Arbeiten über die schwache Wechselwirkung haben sich darauf konzentriert, die früher berechneten Reaktionsraten so gut wie möglich zu präsentieren, und zwar für die Benutzer der veröffentlichten Tabellen und Computerbänder, die auf Anfrage zugänglich sind. Die Raten der stellaren schwachen Wechselwirkung der Kerne sind im allgemeinen sehr empfindliche Funktionen von Temperatur und Dichte. Ihre Temperaturabhängigkeit beruht auf der thermischen Anregung angeregter Zustände der Mutterkerne und auf den Leptonverteilungsfunktionen im Integranden des Zerfalls-Phasenraumfaktors und der Kontinuum-Einfang-Phasenraumfaktoren.

Der größte Anteil der Temperaturabhängigkeit der Elektronen- und Positronenemission kommt von der thermischen Population angeregter Zustände der Mutterkerne außer für tiefste Temperaturen und höchste Dichten. Im allgemeinen werden nur wenige Übergänge zu diesen Zerfallsraten beitragen; daher ist die Variation in den Raten mit der Temperatur normalerweise nicht so groß, als daß sie mit den Standardgittern^[53] bezüglich Temperatur und Dichte nicht interpoliert werden könnten. Die Dichteabhängigkeit dieser Zerfallsraten ist minimal. Bei der Elektronenemission könnten jedoch beträchtliche Dichteabhängigkeiten wegen des Pauli-Verbots auftreten, und zwar dort, wo die Dichte groß und die Temperatur niedrig ist. Für die praktische Interpolation ist dies aber kein großes Problem, da unter diesen Bedingungen die Elektronenemissionsrate üblicherweise sehr klein ist.

Die Temperatur- und Dichteabhängigkeit für Kontinuum-Elektronen- und -Positroneneinfang ist dagegen ein sehr viel ernsteres Problem. Zusätzlich zur Temperaturempfindlichkeit, die durch die angeregten Zustände der Mutterkerne hervorgerufen wird, ist ein beträchtlicher Effekt von der Lepton-Verteilungsfunktion in den Integranden der Kontinuum-Einfang-Phasenraumfaktoren spürbar. Diese Empfindlichkeit der Einfangraten bedeutet, daß es schwierig sein kann, eine Rate durch Interpolation bezüglich Temperatur und Dichte aus dem Standardgitter zu erhalten. Ein genauer Wert erfordert eine Interpolationsroutine höherer Ordnung und relativ viel Computerzeit. Das gilt besonders für Elektroneneinfangprozesse mit einer Schwellenenergie größer als Null.

Wir haben nun gefunden, daß das Interpolationsproblem durch die Definition eines einfachen Kontinuum-Einfang-Phasenraum-Integrals stark erleichtert wird, welches auf dem Übergangs-*Q*-Wert des Grundzustands des Mutterkerns zu dem des Tochterkerns basiert. Der *Q*-Wert wird durch die tabellierten Raten^[53] bei jedem Temperatur- und Dichte-Gitterpunkt dividiert, so daß sich schließ-

lich eine Tabelle von effektiven *fit*-Werten ergibt. Diese Werte waren sehr viel weniger temperatur- und dichteabhängig. Das Verfahren erfordert einen Ausdruck für den Einfang-Phasenraumfaktor, der einfach genug ist, um viele Male in einer inneren Schleife eines Computerprogramms für die Nucleosynthese bei der Sternentwicklung verwendet zu werden. Solch ein Ausdruck wurde in Einheiten von Standard-Fermi-Integralen gefunden, zusammen mit Näherungen der erforderlichen Fermi-Integrale. An der Stelle, wo das chemische Potential (Fermi-Energie), welches in den Fermi-Integralen auftaucht, durch Null geht, sind diese Näherungswerte stetig und haben stetige Ableitungen.

Wir haben kürzlich Ausdrücke für die Umkehrreaktionen zum e^- , e^+ -Einfang (d. h. v, \bar{v} -Einfang) gefunden und für das v, \bar{v} -Blockieren der direkten Reaktionen, wenn v, \bar{v} -Zustände teilweise oder vollständig gefüllt sind. Diese Umkehrreaktionen und das Blockieren sind während des Supernova-Core-Kollapses dann wichtig, wenn Neutrinos und Antineutrinos den Stern nicht mehr verlassen können, was zum Gleichgewicht zwischen beiden Richtungen des Einfangs führt. Allgemeine analytische Ausdrücke wurden abgeleitet und mit im Computer verwendbaren Gleichungen angenähert. All diese in den letzten Absätzen geschilderten neuen Ergebnisse werden von *Fuller, Fowler* und *Newman*^[62] veröffentlicht werden; neue Bänder, auch für den v, \bar{v} -Einfang, werden auf Anfrage zur Verfügung stehen.

VIII. Berechnete Häufigkeiten für $A \leq 60$ mit kurzen Kommentaren zur explosiven Nucleosynthese

In Kenntnis der Raten für starke und schwache nucleare Reaktionen in fortgeschrittenen Stadien der Sternentwicklung haben theoretische Astrophysiker den Versuch unternommen, die Element- und Isotopenhäufigkeiten abzuleiten, wie sie durch Nucleosynthese im quasistatischen Präsupernova-Stadium und durch explosive Nucleosynthese während Supernovaausbrüchen zustandekommen.

Die Stadien der präexplosiven Nucleosynthese wurden in den Abschnitten IV bis VI diskutiert; es sei gerechterweise festgestellt, daß die Ansichten über die Nucleosynthese während dieser Stadien im großen und ganzen übereinstimmen. Die explosive Nucleosynthese ist dagegen noch nicht so weit geklärt und Gegenstand intensiver Bemühungen, wie sie z. B. zusammenfassend bei *Woosley, Axelrod* und *Weaver*^[63] beschrieben sind.

Die durch explosive Nucleosynthese erzeugten Häufigkeiten müssen notwendig von der Art der Supernovaexplosionen abhängen. Ideen bezüglich der Natur von Supernovaexplosionen vom Typ I und II wurden vor vielen Jahren von *Hoyle* und *Fowler*^[64] sowie *Fowler* und *Hoyle*^[65] veröffentlicht. Es wurde vorgeschlagen, daß Supernovae vom Typ I mit kleiner Masse auftreten, wenn das explosive Kohlenstoff-Brennen unter Bedingungen der Elektronenentartung einsetzt; dabei ist der Druck näherungsweise unabhängig von der Temperatur. Das Kohlenstoff-Brennen erhöht die Temperatur solange, bis die Elektronen nicht mehr entartet sind, was ein explosives Auseinanderbrechen des Sterns zur Folge hat. Für Supernovae vom Typ II mit größerer Masse wurde vorgeschlagen, daß Si-Brennen

die Kerne der Eisengruppe erzeugt, welche die größten Bindungsenergien aller Kerne haben, sodaß Kernenergie nicht mehr zur Verfügung steht. Nachfolgende Photodesintegration und Elektroneneinfang im stellaren Core führen zur Implosion und Zündung der explosiven Nucleosynthese im einstürzenden, inneren Mantel, der noch Kernbrennstoff enthält. Diese Ideen haben „überlebt“, aber mit beträchtlichen Änderungen, um das wenigste zu sagen; eine ausgezeichnete Übersicht stammt von *Wheeler*^[66]. Moderne Ansichten über Supernovae vom Typ II sind in^[39, 58-60] und über Supernovae vom Typ I von *Nomoto*^[67] wiedergegeben.

Wir können zum Problem der nuclearen Häufigkeit zurückkehren. Abbildung 16 (aus^[38]) zeigt die Endhäufigkeitsverteilung der Supernova-Ejecta eines $25 M_{\odot}$ -Sterns der Population I in Massenanteilen. Die Präsupernova-Verteilung ist Abbildung 8a zu entnehmen. Die Änderung in den Häufigkeiten für die Massenzenen innerhalb $2.2 M_{\odot}$ ist augenscheinlich. Die Masse außerhalb $2.2 M_{\odot}$ wird mit wenig bis keiner Änderung der nuclearen Häufigkeiten ausgeworfen. Die Supernovaexplosion wurde durch die willkürliche Annahme simuliert, daß durch den Schock, der durch Anprall oder Zurückprall am kollabierenden und sich verhärtenden Core entstand, dem herausgeschleuderten Material 10^{51} erg geliefert wurden.

Die Integration über die Massenzenen in Abbildung 16 für $1.5 M_{\odot} < M < 2.2 M_{\odot}$ und in Abbildung 8a für $M > 2.2 M_{\odot}$ ermöglichte es *Woosley* und *Weaver*^[38], die Isotopenhäufigkeiten, welche durch ihre simulierte $25 M_{\odot}$ -Population-I-Supernova in den interstellaren Raum geschleudert wurden, zu berechnen. Die Ergebnisse sind in Abbildung 17^[38] relativ zu den solaren Häufigkeiten (siehe letzter Absatz von Abschnitt I) gezeigt.

Die relativen Verhältnisse sind für ^{16}O auf Eins normiert. Für ^{16}O betrug das Überproduktionsverhältnis 14,

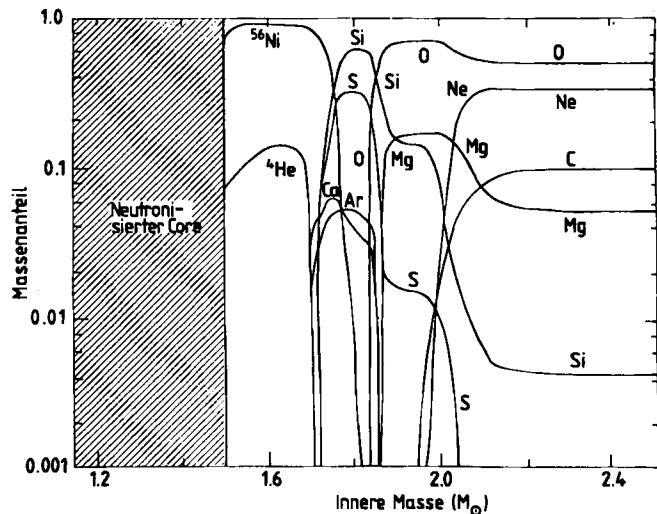


Abb. 16. Endhäufigkeiten in Massenanteilen, aufgetragen gegen zunehmende innere Masse in Einheiten der Sonnenmasse M_{\odot} , für Typ-II-Supernova-Ejecta eines Population-I-Sterns mit der Gesamtmasse $25 M_{\odot}$ (berechnet von *Woosley* und *Weaver* [38]).

d. h. für jedes Gramm ^{16}O , das ursprünglich im Stern vorhanden war, wurden 14 Gramm herausgeschleudert. Unter der Voraussetzung, daß Supernovae ungefähr alle hundert Jahre in unserer Galaxis auftreten, ist es wahrscheinlich, daß obige Überproduktion einer einzigen Supernova die Häufigkeit der schweren Elemente im interstellaren Raum kurz vor der Bildung des Sonnensystems erzeugt hat. Die allumfassenden theoretischen Berechnungen werden einen konstanten Überproduktionsfaktor von etwa 10 liefern.

Die in Abbildung 17 gezeigten Ergebnisse sind dann enttäuschend, wenn man erwartet, daß die Ejecta einer Population-I-Supernova mit $25 M_{\odot}$ die solaren Häufigkeiten mit einem konstanten Überproduktionsfaktor wiederge-

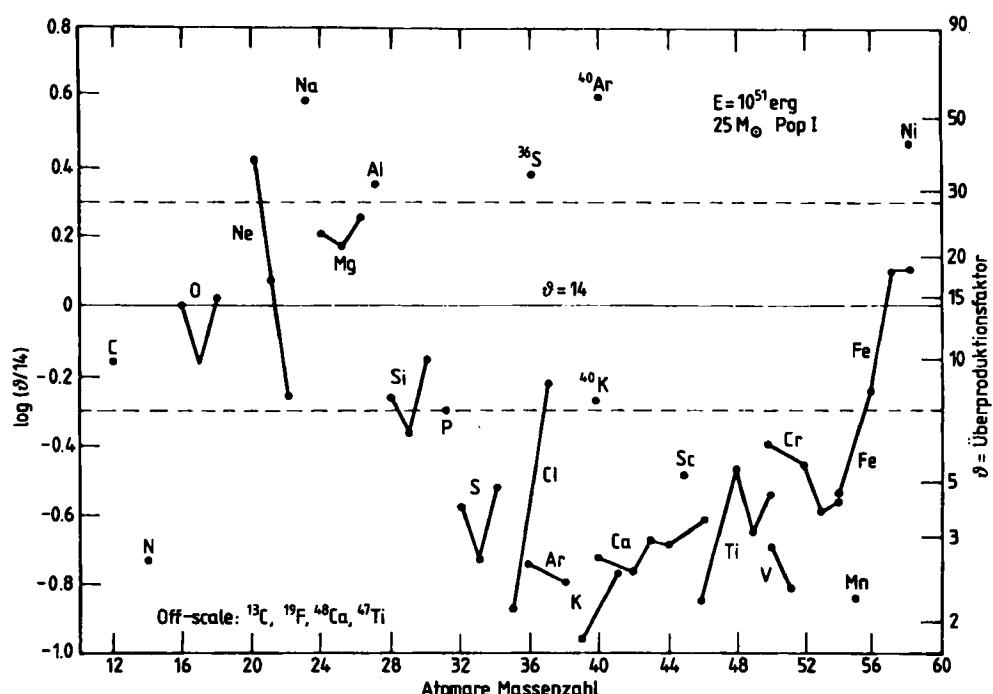


Abb. 17. Überhäufigkeitsfaktor 9, relativ zum 14fachen der solaren Häufigkeiten, aufgetragen gegen die atomare Masse für die Ergebnisse der Nucleosynthese einer Supernova vom Typ II, Population I, mit der Gesamtmasse $25 M_{\odot}$ (berechnet von *Woosley* und *Weaver* [38]).

ben. Die Einsenkung in den Häufigkeiten von Schwefel bis Chrom fällt sofort ins Auge. *Woosley* und *Weaver*^[38] haben darauf hingewiesen, daß Rechnungen auch für Sterne anderer Massen erforderlich sind; die Ergebnisse müßten dann über die für die Sternentstehung gültige Massenverteilung, die sich etwa umgekehrt proportional zur Masse verhält, integriert werden. *Woosley*, *Axelrod* und *Weaver*^[63] diskutieren ihre Erwartungen für die Häufigkeiten, die in stellaren Explosionen im Massenbereich $10 M_{\odot}$ bis $10^6 M_{\odot}$ erzeugt werden. Sie zeigen, daß ein $200 M_{\odot}$ -Population-III-Stern ausreichende Mengen an Schwefel, Argon und Calcium erzeugt, um die in Abbildung 17 erkennbare Einsenkung möglicherweise zu kompensieren. Population-III-Sterne sind massereiche Sterne im Bereich $100 M_{\odot} < M < 300 M_{\odot}$, von welchen man annimmt, daß sie sich früh in der Geschichte der Galaxis aus Wasserstoff und Helium gebildet und sehr schnell entwickelt haben. Da die Häufigkeit an schweren Elementen für sie Null war, findet man für sie weder unter den jetzt entstehenden Population-I-Sternen noch unter den alten Population-II-Sternen kleiner Masse ein Gegenstück.

Andere Autoren haben Lösungen zu dem in Abbildung 17 gezeigten Problem vorgeschlagen. *Nomoto*, *Thielemann* und *Wheeler*^[68] berechneten die Häufigkeiten, die in Kohlenstoff-Deflagrations-Modellen von Typ-I-Supernovae erzeugt werden. Wenn gleiche Beiträge von Supernovae des Typs I und II addiert werden, erhalten die Autoren das Ergebnis von Abbildung 18, welches als etwas zufriedenstellender als das von Abbildung 17 betrachtet werden kann. Auf der anderen Seite haben *Arnett* und *Thielemann*^[69] die Nucleosynthese in quasistatischen Präs supernovae für $M \approx 20 M_{\odot}$ nochmals berechnet, wobei sie den dreifachen Wert für die $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ -Rate wie in^[21] verwendeten. Das könnte im Lichte der neueren Analyse der $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ -Daten aus^[34], die im Abschnitt V besprochen wurden, ge-

rechtfertigt sein. Sie nehmen dann weiter an, daß explosive Nucleosynthese die so berechneten quasistatischen Häufigkeiten nicht wesentlich ändern wird, und erhalten die in Abbildung 19 gezeigten Ergebnisse. Der durchschnittliche Überproduktionsfaktor ist grob 14; Abweichungen liegen im allgemeinen innerhalb eines Faktors 2 von diesem Wert. Jedoch ist ihre Vermutung fragwürdig, daß während der Explosion und Ejektion nur geringfügige Änderungen auftreten.

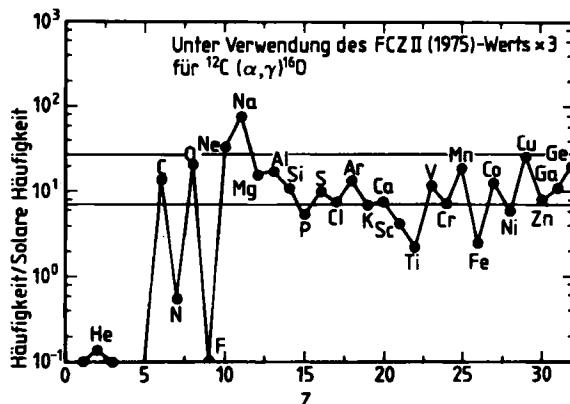


Abb. 19. Überhäufigkeits-Ausbeuten relativ zu den solaren, aufgetragen gegen die Ordnungszahl Z , als Ergebnis der Explosion einer Supernova vom Typ II mit einer ungefähren Masse $20 M_{\odot}$ (berechnet von *Arnett* und *Thielemann* [69]). Die horizontalen Linien sind um einen Faktor 2 höher oder tiefer als die mittlere Überhäufigkeit von 14. Es wird angenommen, daß die Präs supernova-Häufigkeiten nicht während der Supernovaexplosion modifiziert wurden. Die Reaktionsrate für $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ aus *Fowler*, *Caughlan* und *Zimmerman* [21] wurde in Übereinstimmung mit der theoretischen Analyse von *Langanke* und *Koonin* [34] mit einem Faktor 3 multipliziert.

Meiner Meinung nach scheinen die in diesem Abschnitt diskutierten Ergebnisse und die Ergebnisse zahlreicher anderer Autoren zu versprechen, daß die Frage, wo und wie

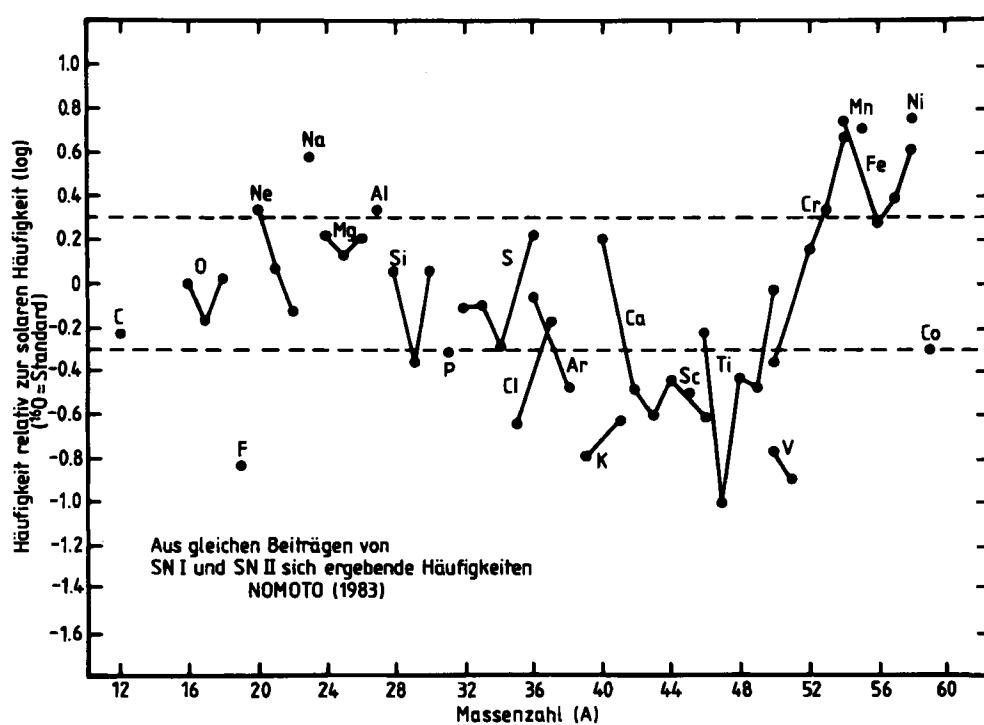


Abb. 18. Häufigkeiten relativ zu den solaren mit der ^{16}O -Häufigkeit als Standard, die zu gleichen Anteilen durch typische Supernovae vom Typ I und II erzeugt wurden (berechnet von *Nomoto*, *Thielemann* und *Wheeler* [68]).

die Elemente von Kohlenstoff bis Nickel entstanden sind, schließlich zufriedenstellend beantwortet werden kann. Wir werden sehen!

IX. Isotopenanomalien in Meteoriten und Beobachtungen, die für fortdauernde Nucleosynthese sprechen

Vor etwa einem Jahrzehnt wurde es klar, daß die Nucleosynthese in der Galaxis bis zur Zeit der Bildung des Sonnensystems oder mindestens bis einige Millionen Jahre vor dieser Bildung stattgefunden hat. Vor etwas mehr als einem Jahr wurde klar, daß die Nucleosynthese sich bis zur Gegenwart fortsetzt oder mindestens bis vor einigen Millionen Jahren angedauert hat. Der radioaktive Zerfall von ^{26}Al ($\bar{\tau} = 1.04 \cdot 10^6$ Jahre) ist der Schlüssel zu dieser Feststellung, die den meisten Experimentatoren, Theoretikern und Beobachtern in der Nuclearen Astrophysik große Genugtuung bereitet. Der Ordnung halber muß zugegeben werden, daß einige Forscher das Wort „klar“ mit einer gewissen Zurückhaltung betrachten, aber für mich, als einen Befürworter, ist „klar“ klar.

In Meteoriten vorkommende Isotopenanomalien, die auf dem Zerfall kurzlebiger radioaktiver Kerne beruhen, sind zuerst von *Reynolds*^[70] im Jahre 1960 demonstriert worden. Er fand große Anreicherungen von ^{129}Xe im Richardson-Meteorit. *Jeffery* und *Reynolds*^[71] zeigten 1961, daß der ^{129}Xe -Überschuß mit ^{127}I im Meteoriten korreliert war und somit das ^{129}Xe aus dem in-situ-Zerfall von ^{129}I ($\bar{\tau} = 23 \cdot 10^6$ Jahre) resultiert. Quantitative Ergebnisse deuteten auf ein Verhältnis $^{129}\text{I}/^{127}\text{I} \approx 10^{-4}$ zur Zeit der Meteoritenbildung. Unter der Annahme, daß ^{129}I und ^{127}I grob in gleichen Häufigkeiten während der Nucleosynthese (sehr wahrscheinlich durch den r-Prozeß) über einen Zeitraum von $\approx 10^{10}$ Jahren in der Galaxis vor Bildung des Sonnensystems entstanden sind und unter Berücksichtigung der Tatsache, daß nur das ^{129}I überlebte, das innerhalb eines Zeitraums von der Größenordnung seiner Lebensdauer erzeugt wurde, haben *Wasserburg*, *Fowler* und *Hoyle*^[72] folgendes vorgeschlagen: Zwischen dem letzten Nucleosyntheseereignis, das ^{129}I produzierte, und dessen Einbau in Meteoriten des Sonnensystems lag eine Periode des freien Zerfalls in der Größenordnung von 10^8 Jahren oder mehr. Hinweise für solch eine Periode sind in manchen Fällen gültig geblieben, vor allem bei ^{244}Pu , aber wahrscheinlich nicht in der Geschichte der nucleosynthetischen Ereignisse, die zu ^{129}I und anderen „kurz“-lebigen radioaktiven Kernen wie ^{26}Al und ^{107}Pd ($\bar{\tau} = 9.4 \cdot 10^6$ Jahre) führten.

Die nachgewiesenen Meteoriten-Anomalien in ^{26}Mg aus ^{26}Al , in ^{107}Ag aus ^{107}Pd , in ^{129}Xe aus ^{129}I und in den schweren Isotopen von Xe aus der Spaltung von ^{244}Pu ($\bar{\tau} = 117 \cdot 10^6$ Jahre; auch Spaltpuren wurden beobachtet) sowie die zukünftige Suche nach Anomalien in ^{41}K aus ^{41}Ca ($\bar{\tau} = 0.14 \cdot 10^6$ Jahre), in ^{60}Ni aus ^{60}Fe ($\bar{\tau} = 0.43 \cdot 10^6$ Jahre), in ^{53}Cr aus ^{53}Mn ($\bar{\tau} = 5.3 \cdot 10^6$ Jahre) und in ^{142}Nd aus ^{146}Sm ($\bar{\tau} = 149 \cdot 10^6$ Jahre, α -Zerfall) sind ausgiebig von meinen Kollegen *Wasserburg* und *Papanastassiou*^[73] diskutiert worden. Sie ergreifen Partei für den in-situ-Zerfall, doch mein ehemaliger Student *D. D. Clayton*^[74] argumentiert, daß die Anomalien in interstellaren Körnern vorkom-

men, die in den Meteoriten konserviert wurden und die ursprünglich durch Kondensation in den expandierenden und abkühlenden Hüllen von Supernovae und Novaen entstanden. *Wasserburg* und *Papanastassiou* schreiben in^[73] auf Seite 90: „There is, as yet, no compelling evidence for the presence of preserved presolar grains in the solar system. All of the samples so far investigated appear to have melted or condensed from a gas, and to have chemically reacted to form new phases.“ Ich akzeptiere dies mit gemischten Gefühlen.

Bevor ich mich näher mit dem $^{26}\text{Al}/^{26}\text{Mg}$ -Fall befasse, scheint es mir sinnvoll, zur Diskussion des oben erwähnten Zeitintervalls des freien Zerfalls zurückzukehren. Es ist gerade das Fehlen einer nachweisbaren Anomalie in ^{235}U aus dem Zerfall von ^{247}Cm ($\bar{\tau} = 23 \cdot 10^6$ Jahre) in Meteoriten, wie es *Chen* und *Wasserburg*^[75] zeigten, gekoppelt mit den nachgewiesenen schweren Anomalien bei Xe aus der Spaltung von ^{244}Pu ($\bar{\tau} = 117 \cdot 10^6$ Jahre), wie sie beispielsweise von *Burnett*, *Stapanian* und *Jones*^[76] diskutiert wurden, das ein Zeitintervall des freien Zerfalls in der Größenordnung von einigen 10^8 Jahren erfordert. Dieses Intervall ist die Zeit vom „letzten“ r-Prozeß-Nucleosyntheseereignis (Supernova?), welches die Actinoiden Th, U, Pu, Cm und höhere erzeugte, bis zu den „letzten“ Nucleosyntheseereignissen (Novaen?, Supernovae mit verkürztem r-Prozeß?), durch welche die kurzlebigen Kerne ^{26}Al , ^{107}Pb und ^{129}I vor der Bildung des Sonnensystems entstanden. Der Befund, daß die Anomalien, die von diesen kurzlebigen Kernen erzeugt werden, alle relativ zu den normalen Häufigkeiten in der Größenordnung von 10^{-4} liegen – ungeachtet des weiten Bereichs ihrer mittleren Lebensdauer (1.04 bis $23 \cdot 10^6$ Jahre) – zeigt an, daß dieser Anomaliebereich viel eher das Ergebnis einer kurzzeitigen inhomogenen Mischung exotischen Materials mit viel größeren Mengen normalen Materials aus dem Sonnensystem sein muß als das Ergebnis des freien Zerfalls. Diese Schlußfolgerungen wirken in mannigfaltiger Weise herausfordernd. Abbildung 14 aus^[73] zeigt die Zeitskala für die Bildung von Staub, Körnern und Steinen im frühen Sonnensystem und für die Zusammenballung zu Brocken und schließlich zu den terrestrischen Planeten. Der solare Nebel war bei nahe, aber nicht völlig durchmischt, als er sich zusammenzog, um das Sonnensystem zu bilden. Am Beispiel von ^{26}Al wird klar, daß die Mischungszeit bis herunter zu einer Inhomogenität von nur 0.1% (siehe unten) in der Größenordnung von 10^6 Jahren lag.

Ein Hinweis dafür, daß ^{26}Al im interstellaren Material des solaren Nebels aktiv war, der kondensierte und zum Urkörper (Planet im Asteroidengürtel?) des Allende-Meteoriten aggregierte, ist in Abbildung 20 gezeigt, die mit einigen Änderungen der Arbeit von *Lee*, *Papanastassiou* und *Wasserburg*^[77] entnommen ist. Der Allende-Meteorit traf am 8. Februar 1968 nahe Pueblito de Allende in Mexiko auf und ist ein kohlinger Chondrit, ein Meteoritentyp, von dem man annimmt, daß er das primitivste Material im Sonnensystem enthält, das seit seiner ursprünglichen Verfestigung unverändert blieb.

Abbildung 20 stellt die Ergebnisse für $^{26}\text{Mg}/^{24}\text{Mg}$ gegen $^{27}\text{Al}/^{24}\text{Mg}$ in unterschiedlichen mineralogischen Phasen (Spinell etc.) dar, und zwar aus dem WA genannten Ca-Al-reichen Einschluß, der in einer Chondrule im Allende-Meteorit gefunden wurde. Es ist wohl deutlich, daß der Über-

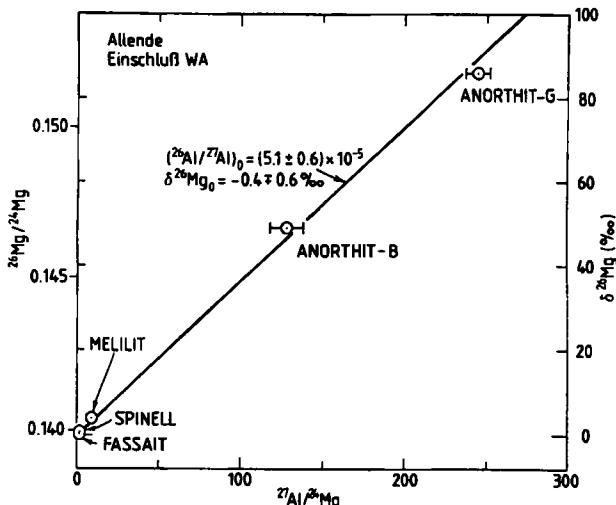


Abb. 20. Nachweis des in-situ-Zerfalls von ^{26}Al in mehreren Mineralien des Einschlusses WA im Allende-Meteoriten (aus *Lee, Papastassiou und Wasserburg* [77]). Aus dem linearen Zusammenhang zwischen $^{26}\text{Mg}/^{24}\text{Mg}$ und $^{27}\text{Al}/^{24}\text{Mg}$ folgt, daß $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al}$ zur Zeit der Bildung des Einschlusses $(5.1 \pm 0.6) \cdot 10^{-5}$ betrug, wobei angenommen wurde, daß ^{26}Al chemisch ebenso reagiert wie ^{27}Al .

schuß an ^{26}Mg linear mit dem ^{27}Al -Gehalt in der mineralischen Phase korreliert ist. Da ^{26}Al chemisch mit ^{27}Al identisch ist, kann unterstellt werden, daß ^{27}Al -reiche Phasen ursprünglich auch reich an ^{26}Al waren, das in situ zerfiel und einen Überschuß an ^{26}Mg erzeugte. Das Verhältnis von aktivem ^{26}Al zu ^{27}Al in einem Teil des solaren Nebels betrug $5 \cdot 10^{-5}$, als der WA-Einschluß während der frühesten Phasen der Bildung des Sonnensystems entstand. Der unveränderte Einschluß überlebte 4.5 Milliarden Jahre, um uns seine Geschichte zu erzählen. Andere Einschlüsse im Allende-Meteorit und anderen Meteoriten ergeben $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al}$ -Verhältnisse von Null bis etwa 10^{-3} , wobei 10^{-4} ein repräsentativer Wert ist. Der Leser sei für die reichen Details dieser Geschichte und für die große Bedeutung von Beiträgen zur Nuclearen Astrophysik, die nicht auf Beschleunigern beruhen, auf [73] verwiesen.

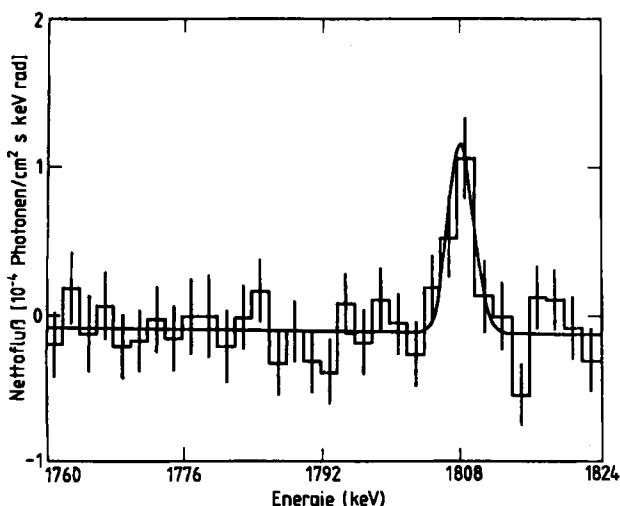


Abb. 21. Mit dem High Energy Astrophysical Observatory (HEAO3) erhaltenen Daten von Gammastrahlung im Energiebereich 1760 bis 1824 keV, die aus der galaktischen Äquatorebene emittiert wird (aus *Mahoney et al.* [78]). Die Linie bei 1809 keV wird dem Zerfall von radioaktivem ^{26}Al ($\tau = 1.04 \cdot 10^6$ Jahre) zum angeregten Zustand von ^{26}Mg bei dieser Energie zugeordnet.

Ein Hinweis dafür, daß ^{26}Al auch heute im interstellaren Medium aktiv ist, wird in Abbildung 21 von *Mahoney, Ling, Wheaton und Jacobson* [78] gegeben, meinen Kollegen am Caltech Jet Propulsion Laboratory (JPL). Abbildung 21 zeigt ein Gammastrahl-Spektrum, das im Bereich 1760 bis 1824 keV mit den Instrumenten an Bord des High Energy Astronomical Observatory (HEAO3) aufgenommen wurde. Dieser Satellit suchte nach der Emission diffuser Gammastrahlung aus der galaktischen Äquatorebene.

Die diskrete Linie bei 1809 keV, die mit einer Signifikanz von nahezu fünf Standardabweichungen gemessen wurde, ist ohne Zweifel auf den Übergang des ersten angeregten Zustands in ^{26}Mg bei 1809 keV in den Grundzustand zurückzuführen. Radioaktives ^{26}Al zerfällt über $^{26}\text{Al}(e^+ + \nu) ^{26}\text{Mg}^*(\gamma) ^{26}\text{Mg}$ zu diesem Zustand und danach zum Grundzustand von ^{26}Mg . Dieser Gammaübergang zeigt deutlich, daß ^{26}Al auch jetzt im interstellaren Raum in der galaktischen Äquatorebene aktiv ist. Aus der mittleren Lebensdauer ($1.04 \cdot 10^6$ Jahre) von ^{26}Al kann man außerdem schließen, daß ^{26}Al vor nicht länger als einigen Millionen Jahren produziert worden sein muß, und daß es wahrscheinlich kontinuierlich produziert wird. Es ist keine große Extrapolation, wenn man behauptet, daß die Nucleosynthese in der Galaxis allgemein andauert. Die Beobachtungen zeigen quantitativ, daß im interstellaren Raum das Verhältnis $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al} \approx 10^{-5}$ beträgt. Dies ist ein über die galaktische Ebene bis hin zur Sonne gemittelter Wert. Dieser Mittelwert war wahrscheinlich nahezu der gleiche, als sich das Sonnensystem bildete, doch zeigen die Variationen von $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al}$ in verschiedenen Meteoriteinschlüssen, daß es im solaren Nebel große Schwankungen um diesen Wert gab, die von Null bis 10^{-3} reichen.

Hier stellt sich unmittelbar die Frage nach dem Schauplatz der ^{26}Al -Synthese. Seit den Vorbereitungen zu [52] bin ich überzeugt, daß ^{26}Al nicht in Supernovae bei hohen Temperaturen, wo reichlich Neutronen erzeugt werden, synthetisiert werden kann, weil der zu erwartende Wirkungsquerschnitt für $^{26}\text{Al}(n,p) ^{26}\text{Mg}$ zu groß ist. Diese Erwartung wurde durch Messungen an der Umkehrreaktion $^{26}\text{Mg}(p,n) ^{26}\text{Al}$ im Kellogg Laboratory von *Skelton, Kavanagh und Sargood* [79] gestützt. Abbildung 1a dieser Autoren entnommen und zeigt die große Schönheit hochauflösender Messungen in der experimentellen Nuclearen Astrophysik. Bis die ^{26}Al -Targets, die erst seit kurzem zur Verfügung stehen, mit Neutronen beschossen werden können, müssen die Laboratoriumsmessungen an $^{26}\text{Mg}(p,n) ^{26}\text{Al}$, die notgedrungen nur den Grundzustand von ^{26}Mg erfassen, durch theoretische Rechnungen ergänzt werden, die die angeregten Zustände einbeziehen [23], um die stellare Rate für $^{26}\text{Al}(n,p) ^{26}\text{Mg}$ zu berechnen. Es gibt kaum Zweifel, daß diese Rate in der Tat sehr groß sein wird.

In [74] und [78] sowie von *Arnould et al.* [80] wurde vorgeschlagen, daß ^{26}Al in Novae erzeugt wird. Auf der Basis der Nucleosynthese in Novae, wie sie *Truran* [81] diskutiert, ist dies recht vernünftig. In heutigen Novae-Modellen strömt Wasserstoff von einer Komponente eines Doppelsternsystems auf die andere, einen Weißen Zwergh, bis ein thermischer „runaway“ auftritt, wobei der schnelle CN-Cyclus beteiligt ist. Ähnlich mag ein schneller MgAl-Cyclus ablaufen, der $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al} > 1$ erzeugt, wie Abbildung 9 in [52] zeigt. Die neueren experimentellen Messungen [52] un-

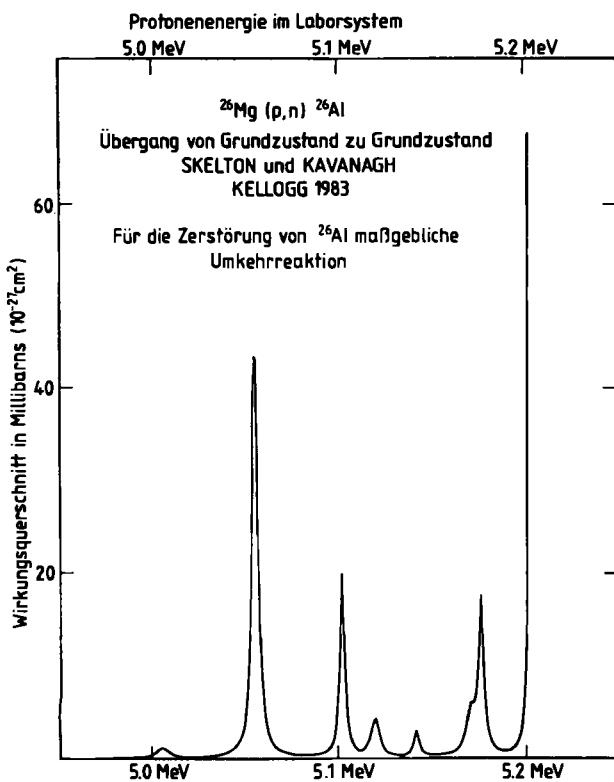


Abb. 22. Wirkungsquerschnitt σ in Millibarns, aufgetragen gegen die Protonenenergie im Laboratorium für die Grundzustand-zu-Grundzustand-Reaktion $^{26}\text{Mg}(p, n)^{26}\text{Al}$ (aus Skelton, Kavanagh und Sargood [79]).

termauern diesen Schluß. Clayton^[74] argumentiert, daß die 40 Novae, die jährlich in der galaktischen Scheibe auftreten sollten, das beobachtete Verhältnis $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al}$ von der Größenordnung 10^{-5} im Mittel produzieren können. Er nimmt an, daß jede Nova $10^{-4} M_{\odot}$ Material auswirft, das $3 \cdot 10^{-4}$ Massenanteile ^{26}Al enthält.

Eine weitere mögliche ^{26}Al -Quelle ist die Spallation, die durch Bestrahlung des protoplanetarischen Nebels durch hochenergetische Protonen von der jungen Sonne hervorgerufen wurde, als sie gerade die Hauptreihe erreichte. Diese Möglichkeit wurde sehr früh von Fowler, Greenstein und Hoyle^[82] diskutiert, die auch versuchten, die Entstehung der Elemente D, Li, Be und B auf diese Art zu erklären, wobei sie aber solch große Flüsse primärer Protonen und sekundärer Neutronen benötigten, daß viele Eigenschaften der Häufigkeitskurve des Sonnensystems dadurch beträchtlich geändert worden wären. Eine etwas sinnvollere Version wurde von Lee^[83] vorgestellt, ohne bemerkenswerten Erfolg. Es fällt mir schwer zu glauben, daß eine Bestrahlung im Frühstadium die Anomalien in Meteoriten hervorbrachte. Das ^{26}Al im heutigen interstellaren Raum kann sicher nicht auf diese Weise erzeugt worden sein.

Anomalien in den Häufigkeiten gegenüber normalem solarem Material wurden in Meteoriten für stabile Isotope vieler Elemente gefunden: O, Ne, Mg, Ca, Ti, Kr, Sr, Xe, Ba, Nd und Sm. Die Möglichkeit, daß die Sauerstoff-Anomalie nicht nuclearen Ursprungs ist, wurde von Thiemens und Heidenreich^[84] erwogen, doch werden die Anomalien der übrigen Elemente allgemein auf Kernprozesse zurückgeführt.

Ein Beispiel ist ein Neutroneneinfang/Betazerfall($n\beta$)-Prozeß, den Sandler, Koonin und Fowler^[85] untersuchten. Die Saatkerne bestanden aus allen Elementen von Si bis Cr mit normalen solaren Häufigkeiten. Wenn dieser Prozeß bei Neutronendichten von $\approx 10^7 \text{ mol cm}^{-3}$ und Bestrahlungszeiten von $\approx 10^3 \text{ s}$ abläuft, werden kleine Beimischungen ($\leq 10^{-4}$) von exotischem Material erzeugt. Sie reichen aus, um den Hauptanteil der Ca- und Ti-Isotopenanomalien zu erklären, die im Einschluß EK-1-4-1 des Allende-Meteoriten von Niederer, Papanastassiou und Wasserburg^[86] gefunden wurden. Die Anomalien der Häufigkeiten der stabilen Isotope sind von der gleichen Größenordnung wie die der kurzlebigen radioaktiven Kerne und stützen mit Nachdruck die Ansicht, daß der solare Nebel inhomogen und nicht völlig durchmischt war; es gab Gebiete, die exotisches Material in Anteilen von 10^{-4} oder mehr des normalen Materials enthielten.

Übereinstimmung für die ^{46}Ca - und ^{49}Ti -Anomalien in EK-1-4-1 konnte nur dadurch erzielt werden, daß der Hauser-Feshbach-Wirkungsquerschnitt für $^{46}\text{K}(n, \gamma)$ und $^{49}\text{Ca}(n, \gamma)$ um einen Faktor 10 auf der Grundlage wahrscheinlicher thermischer Resonanzen in den Compound-Kernen ^{47}K bzw. ^{50}Ca gerade oberhalb der Schwelle erhöht wurde. In einem CERN-Bericht, der später zur Verfügung stand, berichteten Huck et al.^[87] von einem angeregten Zustand in ^{50}Ca gerade 0.16 MeV oberhalb der $^{49}\text{Ca}(n, \gamma)$ -Schwelle, der über s-Wellen-Neutroneneinfang bevölkert werden kann und damit die Forderungen in^[85] erfüllt.

In^[85] wird vorgeschlagen, daß die Skala für die Bestrahlungszeit von $\approx 10^3 \text{ s}$ durch die mittlere Lebensdauer von ^{13}N ($\bar{\tau} = 862 \text{ s}$) bestimmt wird. ^{13}N wurde durch $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}$ mit einem Wasserstoff-Jet erzeugt, der plötzlich in die Helium-Brennschale eines Roten Riesen eingeschossen wurde, in der ein beträchtlicher Anteil ^{12}C über den $3\alpha \rightarrow ^{12}\text{C}$ -Prozeß entstand. Dem Betazerfall $^{13}\text{N}(e^+ + \nu)^{13}\text{C}$ folgt die $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ -Reaktion, die als Neutronenquelle dient. All dies ist sehr interessant, wenn es wahr ist. Zutreffender erscheint die Voraussage in^[85], welche Anomalien bei den Chrom-Isotopen zu erwarten sind. Versuche, diese Anomalien zu messen, werden jetzt von Wasserburg und seinen Kollegen unternommen. Auch hier werden wir sehen!

X. Beobachtungen, die für die Nucleosynthese in Supernovae sprechen

Im Lauf der Jahre gab es beträchtliche Meinungsverschiedenheiten über Beobachtungen der Elementhäufigkeit im optischen Wellenlängenbereich an galaktischen Supernovaüberresten. Meiner Meinung nach stammt der überzeugendste Hinweis auf die Nucleosynthese in Supernovae von Chevalier und Kirshner^[88], die quantitative spektrale Informationen über mehrere der sich schnell bewegenden Verdichtungen im Supernovaüberrest von Cassiopeia A erhielten (Ausbruch auf etwa 1659 datiert, wenn auch damals kein Supernovaereignis beobachtet wurde). Man betrachtet die Verdichtungen als Material, das von verschiedenen Schichten des ursprünglichen Sterns in einer äußerst asymmetrischen, nichtsphärischen Explosion herausgeschleudert wurde. In der Verdichtung KB33 wur-

den die folgenden Verhältnisse, relativ zu den solaren Verhältnissen (durch die Klammern angedeutet) beobachtet: $[S/O] = 61$, $[Ar/O] = 55$, $[Ca/O] = 59$. Es ist absolut klar, daß das Sauerstoff-Brennen zu den Siliciumgruppen-Elementen hin in der Schicht, aus der KB33 ursprünglich stammt, den Sauerstoff aufgebraucht und die Siliciumgruppen-Elemente aufgebaut hat. Andere Verdichtungen und besondere Strukturen, die als Filamente bezeichnet werden, zeigen unterschiedliche Häufigkeitsmuster, die sich nicht so leicht interpretieren lassen. Als Moral für Supernova-Modellbauer folgt, daß sphärisch-symmetrische Supernovaexplosionen zwar am leichtesten zu berechnen sind, aber nicht für realistisch gehalten werden dürfen. Die Forscher haben zugegebenermaßen eine gute Antwort parat: Es ist teuer genug, sphärisch-symmetrische Modelle zu rechnen. OK, OK!

Am eindrucksvollsten hat sich die Investition der NASA in das High Energy Astronomy Observatory (HEAO2), heute Einstein Observatory genannt, bezahlt gemacht. Mit diesem Satelliten nahmen Becker et al.^[89] das Röntgenspektrum im Bereich 1 bis 4 keV vom Überrest der Supernova auf, die Tycho Brahe 1572 beobachtet hatte (Abb. 23). Ein Röntgenspektrum ist sehr viel einfacher als ein optisches Spektrum. Für mich ist es wunderbar, daß Satelliten-Beobachtungen die erwarteten K-Linien der Röntgenstrahlung von Si, S, Ar und Ca genau dort zeigen, wo sie nach dem Handbook of Chemistry and Physics liegen sollten! Solche Beobachtungen sind im irdischen Labor keineswegs so leicht.

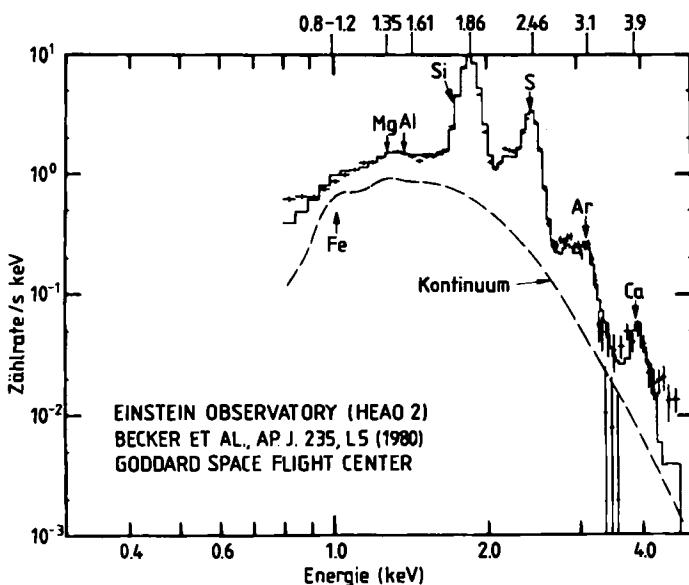


Abb. 23. Mit dem Einstein Observatory (HEAO2) erhaltene Daten der Röntgenstrahlung, die der Überrest von Tycho Brahes Supernova emittiert (aus Becker et al. [89]).

Shull^[90] hat ein „Ein-Geschwindigkeits-Nicht-Ionisations-Gleichgewichts-Modell“ für eine Supernova-Explosionswelle verwendet, um die Häufigkeiten in Tychos Überrest relativ zu den solaren Häufigkeiten (wiederum durch Klammern angedeutet) zu berechnen: $[Si] = 7.6$, $[S] = 6.5$, $[Ar] = 3.2$ und $[Ca] = 2.6$. Mit wesentlich größerer Unsicherheit werden $[Mg] = 2.0$ und $[Fe] = 2.1$ angegeben. Shull findet in Keplers Überrest (1604) und im Überrest von Cassiopeia A unterschiedliche Anreicherungen. Eine

weitere Lehre für Modellbauer: Keine zwei Supernovae sind gleich. Die Nucleosynthese in Supernovae hängt von der Anfangsmasse, der Rotation, dem Masseverlust während des Rote-Riesen-Stadiums, dem Symmetriegrad während der Explosion, dem Anfangsgehalt an schweren Elementen und wahrscheinlich noch von anderen Faktoren ab. Von diesen Details abgesehen scheint es klar zu sein, daß Supernovae die Häufigkeiten von Elementen bis zum Eisen und wahrscheinlich darüber hinaus erhöhen. Der Nachweis der viel selteneren Elemente jenseits von Eisen wird höherempfindliche Röntgen-Detektoren, die größere Energien nachweisen, erfordern. Durch die Trümmer der Supernovae wird schließlich das interstellare Medium angereichert, aus dem die Sterne der folgenden Generationen entstehen. Es wird immer klarer, daß das interstellare Medium auch durch Novae angereichert wird. Diese beiden Beiträge zu trennen und zuzuordnen, stellt der Forschung in allen Bereichen der Nuclearen Astrophysik interessante Aufgaben.

Explosives Silicium-Brennen, das in der Schale abläuft, die den kollabierenden Core einer Supernova umgibt, erzeugt hauptsächlich ^{56}Ni , wie Abbildung 16 zeigt. Man nimmt allgemein an, daß die Lichtkurve von Supernovae des Typs I durch Elektroneneinschlag durch ^{56}Ni ($\bar{\tau} = 8.80$ Tage) zum angeregten Zustand von ^{56}Co bei 1.720 MeV mit nachfolgender Gamma-Kaskade zum Grundzustand verursacht wird. Diese Gammastrahlung wird absorbiert

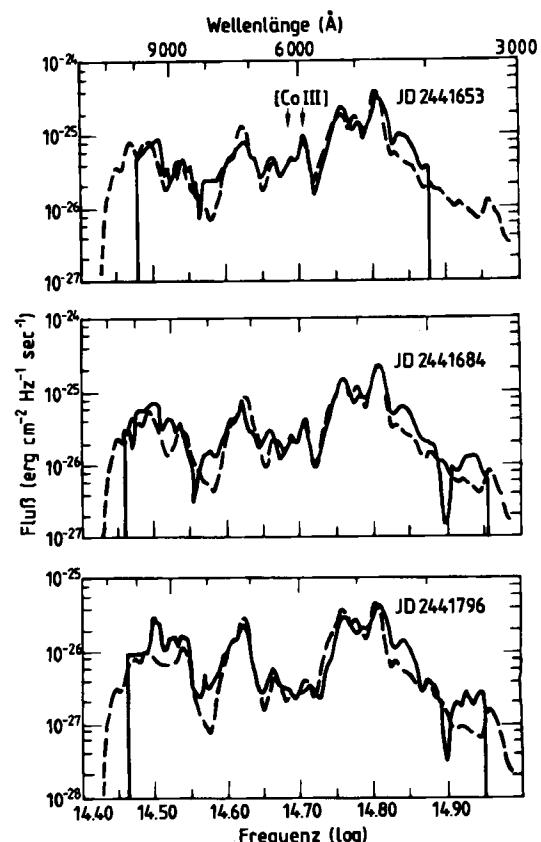


Abb. 24. Analyse von Axelrod [91], der zwei Co^{III}-Emissionslinien in den Spektren von SN 1972e fand, die Kirshner und Oke [92] aufgenommen haben. Die Beobachtungen wurden 233, 264 und 376 Tage nach JD2441420 gemacht, der als Tag des Supernovaausbruchs festgelegt wurde. Die mittlere Lebensdauer von ^{56}Co beträgt 114 Tage; die Intensität der Co^{III}-Linien scheint dem radioaktiven Zerfall von ^{56}Co zu folgen.

und liefert dadurch der ausgestoßenen Hülle Energie. Die nächste Energiequelle ist der Elektroneneinschlag mit Positronenemission durch ^{56}Co ($\bar{\tau} = 114$ Tage) zu mehreren angeregten Zuständen von ^{56}Fe mit Gamma-Kaskaden zum stabilen Grundzustand von ^{56}Fe . Sowohl die Positronen- als auch die Gammastrahlung heizen das ausgestoßene Material auf. Wenn ^{56}Co eine Energiequelle ist, dann sollte auch spektrale Evidenz für Cobalt in neu entdeckten Supernovae vom Typ I zu finden sein, da seine Lebensdauer groß genug für detaillierte Beobachtungen nach der Entdeckung der Supernovae ist.

Das Cobalt wurde beobachtet! *Axelrod*^[91] untersuchte die optischen Spektren von SN 1972e, die *Kirshner* und *Oke*^[92] aufgenommen hatten. Abbildung 24 zeigt die Spektren, die 233, 264 und 376 Tage nach dem 2441420ten Julianischen Tag erhalten wurden, den man als Tag des explosiven Ereignisses festgelegt hat. *Axelrod* ordnete die beiden Emissionslinien in der Nähe von 6000 Å ($\log v = 14.7$) Co^{III} zu. Sie sind deutlich sichtbar am 233. und 264. Tag, dagegen kaum noch am 376. Tag ($\approx \bar{\tau}$) danach. Die Intensität der Linien nimmt in annehmbarer Übereinstimmung mit der mittleren Lebensdauer von ^{56}Co ab.

Branch et al.^[93] haben die Absorptionsspektren während der ersten hundert Tage von SN 1981b untersucht. Ihre Ergebnisse für das Maximum der Lichtkurve sind im oberen Teil von Abbildung 25 gezeigt. Unter Verwendung des Kohlenstoff-Deflagrations-Modells für Supernovae vom Typ I von *Nomoto*^[67] hat *Branch*^[94] das Spektrum berechnet, das im unteren Teil von Abbildung 25 gezeigt ist. Tiefe Absorptionslinien von Co^{II} sind nahe 3300 und 4000 Å deutlich erkennbar.

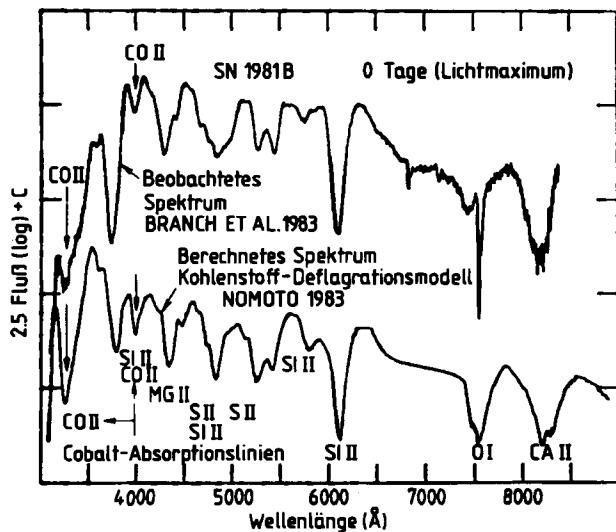


Abb. 25. Oben: Analyse von *Branch* et al. [93], die im Absorptionsspektrum von SN 1981b (im Maximum der Lichtkurve) einen Hinweis auf Co^{II} -Absorptionsstrukturen erhielten. Unten: Vergleich mit dem berechneten Spektrum, das man nach dem Kohlenstoff-Deflagrations-Modell einer Supernova vom Typ I nach *Nomoto* [67] erwartet.

Meine Schlußfolgerung ist, daß es substantielle Hinweise auf die Nucleosynthese in Supernovae gibt. Dies gilt für Elemente, die durch Sauerstoff- und Silicium-Brennen erzeugt werden. Die Rolle des Neutroneneinfangs wird im nächsten Abschnitt behandelt.

XI. Neutroneneinfangprozesse bei der Nucleosynthese

In Abschnitt I wurde die Notwendigkeit von zwei Neutroneneinfangprozessen für die Nucleosynthese jenseits von $A \gtrsim 60$ anhand der Frühgeschichte der Nuclearen Astrophysik diskutiert. Der Neutroneneinfang, der langsam verglichen mit dem Elektron-Betazerfall war, wurde als s-Prozeß und der Neutroneneinfang, der schnell verglichen mit dem Elektron-Betazerfall war, als r-Prozeß in den Prozeßnetzwerken bezeichnet.

Bei einem gegebenen Element werden die schwereren Isotope im s-Prozeß häufig umgangen; sie werden nur im r-Prozeß erzeugt, daher die Bezeichnung „nur-r“ (r-only). Leichtere Isotope sind häufig durch neutronenreiche stabile Isobare vom r-Prozeß abgeschirmt und werden nur im s-Prozeß erzeugt, daher die Bezeichnung „nur-s“ (s-only). Die leichtesten Isotope sind meist sehr selten, da sie weder im s-Prozeß noch im r-Prozeß erzeugt werden, sondern vermutlich im sogenannten p-Prozeß. Der p-Prozeß, an welchem Positronenerzeugung und -einfang, Protoneneinfang, Neutron-Photon-Produktion und/oder (p,n)-Reaktionen beteiligt sind, soll hier weiter nicht besprochen werden. Der Leser sei auf das Buch von *Audouze* und *Vauclair*^[95] verwiesen. Die Ergebnisse des s-, r- und p-Prozesses werden häufig an den zehn stabilen Isotopen von Zinn illustriert. Der Leser sei auf Abbildung 10 und 11 im ersten Zitat in ^[96] verwiesen.

Mit Recht wird festgestellt, daß der s-Prozeß die klarste phänomenologische Grundlage aller Prozesse der Nucleosynthese hat. Dies ist hauptsächlich das Ergebnis der Korrelation der s-Prozeß-Häufigkeiten, wie sie zuerst von *Seeger*, *Fowler* und *Clayton*^[97] skizziert wurden, mit der schönen Serie von Messungen der Neutroneneinfangwirkungsquerschnitte im Bereich 1 bis 100 keV durch die Gruppe des Oak Ridge National Laboratory unter der Leitung von *Macklin* und *Gibbons*^[98].

Diese Korrelation ist in Abbildung 26 wiedergegeben. Sie zeigt das Produkt der Neutroneneinfangwirkungsquerschnitte (σ) bei 30 keV, multipliziert mit der s-Prozeß-Häufigkeit (N), als Funktion der atomaren Masse für nur-s-Kerne und für Kerne, die hauptsächlich durch den s-Prozeß erzeugt werden. Man kann ohne weiteres verstehen, daß das Produkt σN bei der s-Prozeß-Synthese in erster Näherung konstant sein sollte. Ein Kern mit kleinem (großem) Neutroneneinfangwirkungsquerschnitt muß eine große (kleine) Häufigkeit haben, um die Kontinuität im s-Prozeß-Pfad beizubehalten. Abbildung 26 zeigt dies in den Plateaus von $A = 90$ bis 140 und von $A = 140$ bis 206. Das anomale Verhalten unterhalb $A = 80$ wird von *Almeida* und *Käppeler* diskutiert^[99]; von dort stammt auch Abbildung 26.

Die Schalenstruktur des Atomkerns verursacht die Klippen in Abbildung 26 bei $A \approx 84$, $A \approx 138$ und $A \approx 208$, die den s-Prozeß-Häufigkeitsmaxima in Abbildung 2 entsprechen. Bei diesen A -Werten werden die Neutronenzahlen „magisch“: $N = 50$, 28 und 126. Die Wirkungsquerschnitte für Neutroneneinfang in neue Neutronenschalen sind bei diesen magischen Zahlen sehr klein. Bei einem endlichen Neutronenvorrat folgt, daß das Produkt σN zu einem neuen Plateau abfallen muß, was auch beobachtet wird. Quantitative Erklärungen zu diesem Effekt stammen von *Ulrich*^[100] sowie *Clayton* und *Ward*^[101].

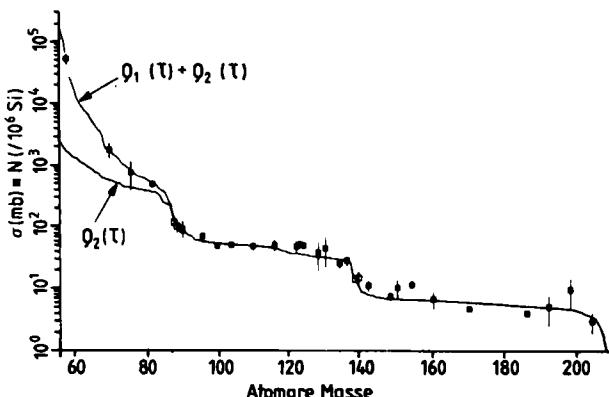


Abb. 26. Neutroneneinfangwirkungsquerschnitt σ bei 30 keV in mb, multipliziert mit den solaren Häufigkeiten (relativ zu Si = 10^6), aufgetragen gegen die atomare Masse für die im s-Prozeß erzeugten Kerne (aus Almeida und Käppeler [99]). Theoretische Rechnungen sind sowohl für eine einzige exponentielle Verteilung der Neutronenbestrahlung τ , $p_2(\tau)$, als auch für zwei solcher Verteilungen, $p_1(\tau) + p_2(\tau)$, gezeigt.

Wo ist der Schauplatz des s-Prozesses, und was ist die Neutronenquelle? Eine sehr überzeugende Antwort von Iben^[102] besagt, daß der Schauplatz die He-Brennschale eines pulsierenden Roten Riesen mit der $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ -Reaktion als Neutronenquelle ist. Kritische Diskussionen wurden von Almeida und Käppeler^[99] sowie Truran^[103] verfaßt, der die Möglichkeit erwog, daß die $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ -Reaktion als Neutronenquelle dient.

Wir wenden uns nun dem r-Prozeß zu. Dieser Prozeß wurde gewöhnlich mit der Wartepunkt-Methode von B²FH^[18] behandelt. Unter explosiven Bedingungen wird durch einen starken Neutronenfluß nucleares Saatmaterial zur neutronenreichen Seite des Stabilitätstals getrieben, wo die (n, γ) - und die (γ, n) -Reaktion in Abhängigkeit von der Temperatur das Gleichgewicht erreichen. Die Kerne warten an diesem Punkt, bis der Elektron-Betazerfall Neutronen in den Kernen in Protonen umwandelt, worauf weiterer Neutroneneinfang stattfinden kann. Bei Beendigung des r-Prozesses zerfallen die neutronenreichen Kerne zu ihren stabilen Isobaren. In erster Näherung bedeutet dies, daß die Häufigkeit eines r-Prozeß-Kerns multipliziert mit der Elektron-Betazerfallsrate seines neutronenreichen Isobaren r-Prozeß-Vorläufers grob konstant sein wird. Bei den magischen Neutronenzahlen der neutronenreichen Vorläufer muß der Betazerfall notgedrungen die geschlossene Neutronenschale bei der Umwandlung eines Neutrons in ein Proton öffnen, und daher wird diese Rate relativ klein sein. Demnach wird die Häufigkeit von Vorläufern mit $N = 50, 82$ und 126 groß sein. Die Anzahl der mit ihnen verknüpften Protonen wird kleiner als bei den entsprechenden s-Prozeß-Kernen mit magischer Neutronenzahl sein. Es folgt daher, daß die stabilen Tochter-Isobare kleinere Massenzahlen haben werden, und dies ist tatsächlich der Fall. Die r-Prozeß-Häufigkeit hat Maxima bei $A \approx 80$, $A \approx 130$ und $A \approx 195$, alle unterhalb der entsprechenden s-Prozeß-Maxima, wie es in Abbildung 2 gezeigt ist.

Eine phänomenologische Beziehung zwischen r-Prozeß-Häufigkeiten und Betazerfallsraten wurde von Becker und Fowler^[104] aufgestellt; eine detaillierte Veranschaulichung dieser Korrelation zwischen r-Prozeß-Häufigkeiten im Sonnensystem und der Theorie ist in Abbildung 13 im er-

sten Zitat in^[96] zu finden. Dies ist zu phänomenologisch, um kritische Kernastrophysiker zufrieden zu stellen. Sie möchten die Schauplätze der für die r-Prozeß-Nucleosynthese geforderten hohen Neutronenflüsse kennenlernen und ebenso die Details des r-Prozeß-Pfads über Kerne, die weit vom Tal der Betastabilität entfernt liegen.

Man ist heute auch allgemein der Ansicht, daß die Wartepunkt-Näherung unzulänglich ist und durch dynamische r-Prozeßflußrechnungen ersetzt werden muß, die explizit (n, γ) -, (γ, n) - und Betazerfallsraten bei zeitlich variierender Temperatur und variierendem Neutronenfluß berücksichtigen. Schramm^[105] hat solche Rechnungen im einzelnen diskutiert und betont, daß Nichtgleichgewichtseffekte besonders während des Ausfrierens am Ende des r-Prozesses wichtig sind, wenn die Temperatur fällt und der Neutronenfluß versiegt.

Einfache dynamische Rechnungen wurden von Blake und Schramm^[106] für einen Prozeß, den sie n-Prozeß nennen, und von Sandler, Fowler und Koonin^[85] für ihren in Abschnitt IX diskutierten $n\beta$ -Prozeß durchgeführt. Die ehrgeizigsten Rechnungen stammen von Cameron, Cowan und Truran^[107]. Diese Veröffentlichung nimmt Bezug auf die früheren herkulischen Anstrengungen dieser Autoren bei dynamischen r-Prozeß-Rechnungen. Ein Beispiel ihrer Ergebnisse ist in Abbildung 27 gezeigt. Sie heben hervor, daß sie nicht in der Lage waren, ein plausibles astrophysikalisches Szenario für die für Abbildung 27 geforderten Anfangsbedingungen zu verfassen. Dennoch bin ich überzeugt, daß sie auf der richtigen Spur sind, die letztlich zum Verständnis der Dynamik und des Schauplatzes für den r-Prozeß führt.

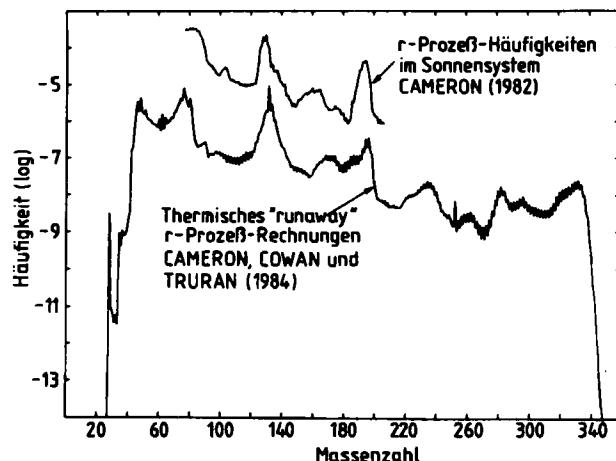


Abb. 27. Durch den r-Prozeß erzeugte Häufigkeiten, aufgetragen gegen die atomare Masse im Modell des thermischen „runaway“ (untere Kurve) von Cameron, Cowan und Truran [107], verglichen mit solaren r-Prozeß-Häufigkeiten (obere Kurve) von Cameron [3].

Viele Vorschläge wurden für mögliche Schauplätze des r-Prozesses gemacht; nach beinahe allen sind es Supernova-Explosionen, wo die Grundforderung nach einem großen, nur kurz andauernden Neutronenfluß erfüllt ist. Diese Vorschläge wurden von Schramm^[105] und Truran^[103] zusammenfassend geschildert. Meiner Meinung nach ist der r-Prozeß beim thermischen „runaway“ im Helium-Core von Cameron, Cowan und Truran^[107] der vielverspre-

chendste Vorschlag. Diese Autoren schließen die $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ -Reaktion als Neutronenquelle nicht aus; ihre detaillierten, in Abbildung 27 gezeigten Ergebnisse basieren jedoch auf der $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ -Reaktion als Quelle. Sie gehen von einem Stern aus, der aus einem Material von gleicher Häufigkeitsverteilung der schweren Elemente wie im Sonnensystem, aber mit kleinerer Gesamtmenge gebildet wurde. Die Autoren nehmen an, daß eine beträchtliche Menge ^{13}C im Helium-Core des Sterns nach dem Wasserstoff-Brennen vorliegt. Dieses ^{13}C wurde zuvor durch Einführung von Wasserstoff in den schon zur Hälfte zu ^{12}C verbrannten Helium-Core erzeugt. Für Abbildung 27 nehmen sie einen ^{13}C -Anteil von 14.3 Massenprozent an, eine Dichte von 10^6 g/cm^3 und eine Anfangstemperatur von $1.6 \cdot 10^8 \text{ K}$, die durch ein zunächst langsames ^{13}C -Brennen schließlich bis zu einem Maximum von $3.6 \cdot 10^8 \text{ K}$ steigt. Die Elektronen im Core sind anfangs entartet, aber das Steigen der Temperatur hebt die Entartung auf, was thermisches „runaway“ mit Ausdehnung des Cores hervorruft. Dieses Ereignis ist die zweite Helium-Blitz-Episode in der Geschichte des Cores, und wenn es auftritt, muß nur eine kleine Menge des erzeugten r-Prozeß-Materials in den interstellaren Raum entweichen, um zur r-Prozeß-Häufigkeit im Material des Sonnensystems beizutragen. Ich bin davon überzeugt, daß ein realistischer astrophysikalischer Schauplatz für thermisches „runaway“, vielleicht mit unterschiedlichen Anfangsbedingungen, gefunden werden wird. Genug zu diesem Problem.

XII. Nucleokosmochronologie

Ausgerüstet mit ihren r-Prozeß-Berechnungen der Häufigkeiten von langlebigen Mutterkernen der natürlichen radioaktiven Reihen ^{232}Th , ^{235}U und ^{238}U und mit den damals bekannten solaren Häufigkeiten dieser Kerne konnten B²FH^[18] die Dauer der r-Prozeß-Nucleosynthese vom Anfang in den ersten Sternen der Galaxis bis zu den letzten Ereignissen vor der Bildung des Sonnensystems bestimmen. Die Grundidee kam ursprünglich von Rutherford^[108]. B²FH^[18] gelang ein wesentlicher Fortschritt, indem sie die Beiträge zur Häufigkeit langlebiger *Äonengläser* berücksichtigten, die vom Zerfall ihrer kurzlebigen Vorläufer herrührten, welche ebenfalls im r-Prozeß erzeugt wurden. Die Mutterkerne der natürlichen radioaktiven Reihe sind in der Tat ausgezeichnete Äonengläser mit ihren mittleren Lebensdauern: ^{232}Th , $20.0 \cdot 10^9 \text{ Jahre}$; ^{238}U , $6.51 \cdot 10^9 \text{ Jahre}$; ^{235}U , $1.03 \cdot 10^9 \text{ Jahre}$. Die Analogie mit den *Stundengläsern* ist recht gut; der Sand im oberen Teil des Stundenglases entspricht den Mutterkernen und der im unteren Teil den Tochterkernen. Die Analogie versagt insfern, als in den Äonengläsern „Sand“ (Th, U) oben wie unten durch Nucleosynthese (Produktion in den Sternen) und „astration“ (Vernichtung in den Sternen) hinzugefügt oder entfernt wird. Richtig formulierte Differentialgleichungen können diese Abweichungen kompensieren.

Die verwendeten Häufigkeiten waren die in Meteoriten beobachteten. Von Meteoriten wird angenommen, daß sie seit ihrer Entstehung vor 4.55 Milliarden Jahren geschlossene Systeme sind. Es war notwendig, auf freien Zerfall während dieser Periode zu korrigieren, um Häufigkeiten für den Vergleich mit Rechnungen zu erhalten, die auf der

r-Prozeß-Produktion plus Zerfall während der Dauer der galaktischen Nucleosynthese beruhen, bevor die Meteorite geschlossene Systeme wurden. Glücklicherweise genügten die Häufigkeitsverhältnisse $^{232}\text{Th}/^{238}\text{U}$ und $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$, da absolute Häufigkeiten nicht mit der notwendigen Präzision berechnet werden konnten und immer noch nicht berechnet werden können. Die Rechnungen erforderten nur das Elementverhältnis Th/U in den Meteoriten, da vom Isotopenverhältnis $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$ angenommen wurde, daß es in Meteoriten und irdischen Proben übereinstimmt. Das Apollo-Programm hat in den letzten Jahren zu den Meteoriten-Daten und irdischen Daten die Mond-Daten hinzugefügt.

B²FH^[18] haben eine Reihe möglicher Modelle in Betracht gezogen; in einem davon wurde zeitlich *gleichförmige* r-Prozeß-Nucleosynthese und ein willkürliches Zeitintervall zwischen dem letzten r-Prozeß-Beitrag zum Material des solaren Nebels und dem Abschließen der Meteoritenysteme angenommen. Der Wert Null für dieses Zeitintervall bedeutet, daß die Erzeugung von Uran vor 18 Milliarden Jahren begann. Wenn man annimmt, daß dieses Zeitintervall 0.5 Milliarden Jahre beträgt, dann begann die Produktion vor 11.5 Milliarden Jahren. Diese Werte sind in bemerkenswerter, möglicherweise zufälliger Übereinstimmung mit gegenwärtigen Werten.

An dieser Stelle sei hervorgehoben, daß die Nucleokosmochronologie – mit zusätzlichen Annahmen – eine Abschätzung für das Alter des expandierenden Universums liefert, die völlig unabhängig von den in der Astronomie beobachteten Rotverschiebungen ferner Galaxien ist. Die im letzten Satz angesprochenen Annahmen sind die, daß der r-Prozeß bald, weniger als eine Milliarde Jahre nach der Bildung der Galaxien, begann, und daß die Galaxis bald weniger als eine Milliarde Jahre nach dem Urknall, dem Ursprung des Universums, entstand. Addiert man etwa eine Milliarde Jahre bis zum Beginn der r-Prozeß-Nucleosynthese, erhält man einen unabhängigen, auf der Radioaktivität basierenden Wert für das Alter oder für die Zeit bis zum Ursprung des expandierenden Universums.

In den letzten Jahren wurde viel über Nucleokosmochronologie verlautbart. Auch ich bin in Übung geblieben^[109]. Fowler und Hoyle^[110] führten ein Modell der exponentiell abfallenden Nucleosynthese ein mit der Zeitkonstante im negativen Exponenten als freiem Parameter, der durch die beobachteten Häufigkeitsverhältnisse zusammen mit der Dauer der Nucleosynthese bestimmt wurde. Setzt man die Zeitkonstante im Nenner des Exponenten gleich unendlich, erhält man gleichförmige Synthese. Wenn sie gleich Null gesetzt wird, erhält man eine einzige Spitze für die Synthese. Mit zwei beobachteten Verhältnissen kann man zwei freie Parameter in einem Modell bestimmen. Im Laufe der Jahre wurden die Verhältnisse $^{129}\text{I}/^{127}\text{I}$ und $^{244}\text{Pu}/^{238}\text{U}$ mit $\bar{\tau}(^{129}\text{I}) = 0.023 \cdot 10^9 \text{ Jahre}$ und $\bar{\tau}(^{244}\text{Pu}) = 0.117 \cdot 10^9 \text{ Jahre}$ der Nucleokosmochronologie hinzugefügt. Sie ermöglichen es, zwei zusätzliche Parameter zu bestimmen, und zwar das Zeitintervall, das vorher von B²FH^[18] diskutiert wurde, und den Bruchteil der r-Prozeß-Nucleosynthese, der in der letzten schwachen Spitze am Ende der exponentiellen Zeitabhängigkeit erzeugt wurde.

Verfeinerte Modelle der galaktischen Evolution wurden von Tinsley^[111] eingeführt. Eine Methode, um das mittlere

Alter des nuclearen Chronometers zum Zeitpunkt der Bildung des Sonnensystems modellunabhängig zu bestimmen, haben *Schramm* und *Wasserburg*^[112] entwickelt. Bei dieser Methode ergibt sich für das mittlere Alter die Hälfte, wenn man von gleichförmiger Synthese ausgeht, und die tatsächliche Zeit für die Nucleosynthese in einer einzigen Spalte. Daraus folgt, daß man die Zeit bis zum Anfang der Nucleosynthese auch in stark unterschiedlichen Modellen nicht genauer als innerhalb eines Faktors zwei bestimmen kann, weil die Nucleosynthese zeitabhängig ist. Einen Überblick über diese Entwicklungen gibt *Schramm*^[105].

Die neuesten Rechnungen stammen von *Thielemann*, *Metzinger* und *Klapdor*^[113]. Ihre Ergebnisse sind in Abbildung 28 gezeigt, die *F.-K. Thielemann* hergestellt und aufgrund seiner neuesten Rechnungen überarbeitet hat. Die Spalte für die präsolare Produktion und die Zeit ihres Auftretens, bevor die Meteoriten zu geschlossenen Systemen wurden, hängen hauptsächlich von den Minutengläsern ^{129}I und ^{244}Pu ab. Die Äonengläser $^{232}\text{Th}/^{238}\text{U}$ und $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$ deuten an, daß r-Prozeß-Nucleosynthese in der Galaxis gemäß^[113] vor 17.9 Milliarden Jahren mit Unsicherheiten von +2 und -4 Milliarden Jahren begann. Diesen Wert kann man mit meinem Wert von 10.5 ± 2.3 Milliarden Jahren vergleichen^[109]. Die Eingangsdaten für die Produktion und die Endhäufigkeitsverhältnisse haben sich geändert^[113]! *Thielemann* und ich sind dabei, den neuen Wert für die Dauer nochmals zu berechnen. Wir legen eine anfängliche Spalte in der galaktischen Synthese, gefolgt von einer gleichförmigen Synthese, zugrunde.

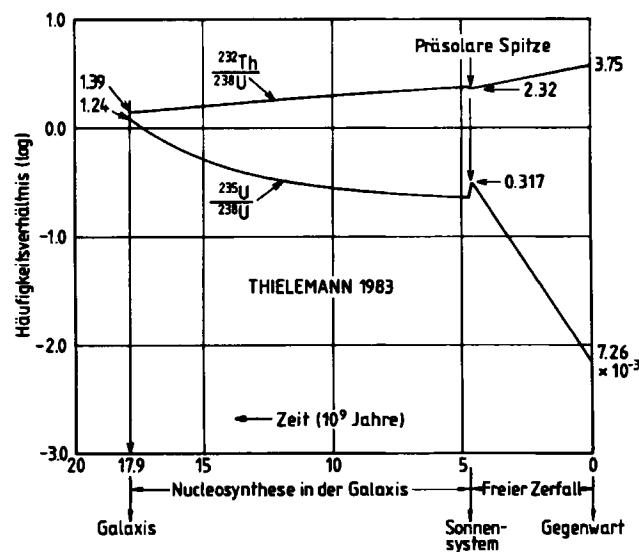


Abb. 28. Häufigkeitsverhältnisse für $^{232}\text{Th}/^{238}\text{U}$ und für $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$, erzeugt durch theoretische r-Prozeß-Nucleosynthese während der Lebensdauer der Galaxis, bevor sich das Sonnensystem bildete (aus *Thielemann*, *Metzinger* und *Klapdor* [113]). Die freien Zerfälle während der Lebensdauer des Sonnensystems zu den heute erreichten Werten für diese Verhältnisse ($^{232}\text{Th}/^{238}\text{U}_0 = 3.75$ und $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}_0 = 7.26 \cdot 10^{-3}$) sind ebenfalls gezeigt. Die Produktionsverhältnisse für jedes r-Prozeß-Ereignis wurden zu 1.39 für $^{232}\text{Th}/^{238}\text{U}$ und zu 1.24 für $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$ berechnet. Man vergleiche Abb. 28 mit Abb. 10 im ersten Zitat in [109].

In^[113] wird darauf hingewiesen, daß das Alter des expandierenden Universums 19 Milliarden plus oder minus einige Milliarden Jahre beträgt. Dies kann mit der Hubble-

Zeit oder dem Kehrwert der Hubble-Konstante, den *Sandage* und *Tammann*^[114] zu 19.5 ± 3 Milliarden Jahre bestimmten, verglichen werden. Die Hubble-Zeit ist jedoch dem Alter des expandierenden Universums nur gleich für ein vollkommen offenes Universum mit einer mittleren Massendichte, die viel kleiner als die kritische Dichte für ein geschlossenes Universum ist; diese kann aus dem Wert der gerade angegebenen Hubble-Zeit zu $7 \cdot 10^{-30} \text{ g cm}^{-3}$ berechnet werden. Es wurde abgeschätzt, daß die beobachtete sichtbare Materie in den Galaxien zehn Prozent dieses Wertes ausmacht, was das Alter des Universums auf 16.5 Milliarden Jahre reduziert. Unsichtbare Materie wie Neutrinos, Schwarze Löcher etc. könnte zu den Gravitationskräften beitragen, welche die Geschwindigkeit der Expansion herabsetzen, und könnte daher das Alter auf die der kritischen Dichte entsprechenden 11.1 Milliarden Jahre verringern. Wenn die Expansionsgeschwindigkeit in der Vergangenheit größer war, ist die bis zum jetzt erreichten Radius verflossene Zeit des Universums entsprechend kürzer. Mehr noch, es gibt Autoren, die für die Hubble-Zeit Werte erhalten, die ungefähr halb so groß wie die von *Sandage* und *Tammann*^[114] sind, *van den Bergh*^[115] hat darüber zusammenfassend berichtet. An allen Fronten gibt es viel zu tun!

Eine vollständig unabhängige nucleare Chronologie mit radiogenem ^{187}Os , das während der galaktischen Nucleosynthese durch Zerfall von ^{187}Re ($\bar{\tau} = 65 \cdot 10^9$ Jahre) erzeugt wurde, ist von *Clayton*^[116] vorgeschlagen worden. *Schramm*^[105] diskutiert noch weitere chronometrische Paare. *Claytons* Vorschlag involviert den s-Prozeß, obwohl ^{187}Re im r-Prozeß produziert wurde, und erfordert, daß die Häufigkeit von ^{187}Re , dem Mutterkern, mit der des Tochterkerns ^{187}Os verglichen wird, nachdem der „nur-s“-Produktionsanteil des Tochterkerns von dessen Häufigkeit im Sonnensystem abgezogen wurde. Dazu mußte der Neutroneneinfangquerschnitt von ^{187}Os mit dem seines benachbarten „nur-s“-Isotops ^{186}Os verglichen werden, das keinen langlebigen, radioaktiven Vorläufer hat; außerdem wurde die Regel $N = \text{konstant}$ auf den s-Prozeß angewendet.

Fowler^[117] streute Sand ins Getriebe, indem er darauf hinwies, daß ^{187}Os einen tiefliegenden angeregten Zustand bei 9.75 keV hat, der praktisch bei $kT = 30$ keV, was der für den s-Prozeß üblicherweise angenommenen Temperatur $T = 3.5 \cdot 10^8$ K entspricht, vollständig bevölkert ist. Darüber hinaus hat dieser Zustand mit dem Spin $J = 3/2$ das doppelte statistische Gewicht ($2J+1$) wie der Grundzustand mit dem Spin $J = 1/2$. Messungen des Neutroneneinfangquerschnitts im Grundzustand liefern nur ein Drittel dessen, was man wissen müßte.

All dies hat zu einer Serie schöner und schwieriger Messungen von neutroneninduzierten Reaktionen an den Osmium-Isotopen geführt. *Winters* und *Macklin*^[118] fanden, daß das über die Maxwell-Boltzmann-Verteilung gemittelte Verhältnis der im Laboratorium erhaltenen Grundzustandswirkungsquerschnitte für $^{186}\text{Os}(n,\gamma)$ und $^{187}\text{Os}(n,\gamma)$ bei $kT = 30$ keV 0.478 ± 0.022 beträgt mit einer schwachen Temperaturabhängigkeit. Dieses Verhältnis muß mit einem theoretischen Faktor multipliziert werden, um den ^{187}Os -Wirkungsquerschnitt im Nenner des Wirkungsquerschnittsverhältnisses für den seines angeregten Zustands zu korrigieren. Je größer der theoretische Einfang von

^{187}Os im angeregten Zustand ist, desto kleiner ist dieser Faktor. *Woosley* und *Fowler*^[119] benutzten die Hauser-Feshbach-Theorie, um Abschätzungen für diesen Faktor im Bereich 0.8 bis 1.1 anzugeben, was uns wenig tröstet in Anbetracht der Tatsache, daß der Faktor mit einer Zahl multipliziert wird, die etwa ebenso groß wie die Zahl ist, von der sie abgezogen werden muß. Diese Faktoren lassen sich in eine Zeit für den Anfang des r-Prozesses in der Galaxis im Bereich von 14 bis 19 Milliarden Jahren übersetzen. Aus Verzweiflung habe ich privat vorgeschlagen, daß inelastische Neutronenstreuung am Grundzustand von ^{187}Os , die zu seinem angeregten Zustand bei 9.75 keV führt, Informationen über die Eigenschaften des angeregten Zustands liefern könnte. *Macklin* et al.^[120] und *Hershberger* et al.^[121] bestimmten diese Querschnitte für inelastische Neutronenstreuung. Die Ergebnisse stützen den niedrigen Wert des Faktors von *Woosley* und *Fowler*^[119] und ergeben daher einen größeren Wert für den Zeitpunkt des Beginns der r-Prozeß-Nucleosynthese im Bereich von 18 bis 20 Milliarden Jahre. Es muß zugegeben werden, daß dieser Wert mit dem neuesten Wert der Th/U-Nucleokosmochronologie übereinstimmt.

Wiederum aus Verzweiflung habe ich privat vorgeschlagen, daß Messungen des Neutroneneinsangquerschnitts an ^{189}Os hilfreich wären. Der Grundzustand von ^{189}Os hat denselben Spin und dieselben Nilsson-Quantenzahlen wie der angeregte Zustand von ^{187}Os und einen angeregten Zustand, der dem Grundzustand von ^{187}Os entspricht. Messungen von *Browne* und *Berman*^[122] stehen zur Verfügung, werden aber noch vom Oak Ridge National Laboratory, von der Denison University und von der University of Kentucky in Zusammenarbeit überprüft.

Es ist wohl klar, daß die Lebensdauer von ^{187}Re direkt in die zur Diskussion stehenden Rechnungen eingeht. Es gab in der Vergangenheit einige Diskrepanzen zwischen geochemisch gemessenen Lebensdauern und denen, die direkt durch Zählen der vom 2.6 keV-Zerfall von $^{187}\text{Re}(e^- \nu) ^{187}\text{Os}$ emittierten Elektronen bestimmt wurden. Über die direkte Messung erhält man nur die Lebensdauer für Elektronenemission ins Kontinuum, während die Geochemie sowohl die Elektronenemission ins Kontinuum als auch zu gebundenen Zuständen in ^{187}Os liefert. Die gesamte Angelegenheit ist mit beträchtlichen theoretischen Details von *Williams*, *Fowler* und *Koonin*^[123] behandelt worden, die gefunden haben, daß der Zerfall in die gebundenen Zustände vernachlässigbar ist und daß die direkten Messungen von *Payne* und *Drever*^[124], die mit den geochemischen Messungen von *Hirt* et al.^[125] übereinstimmen, korrekt sind.

Es gibt noch das beunruhigende Problem einer möglichen Reduktion der effektiven Lebensdauer von ^{187}Re in galaktischer Umgebung. Das ^{187}Re , welches zum Material des interstellaren Mediums gehört, aus dem neue Sterne gebildet werden, wird durch den s-Prozeß („astration“) zerstört und durch den r-Prozeß erzeugt. Dies verringert die effektive Lebensdauer von ^{187}Re und alle chronometrischen Zeiten, die auf der Re/Os-Chronologie basieren. Dieses Problem wurde von *Yokoi*, *Takahashi* und *Arnould*^[126] im Detail diskutiert. Die bis zum Anfang der r-Prozeß-Nucleosynthese zurückliegende Zeit könnte sich bis auf 12 Milliarden Jahre verringern. Dieser letzte Abschnitt vor der Zusammenfassung soll nicht beendet wer-

den, ohne auf beträchtliche Unsicherheiten in der Nucleocosmochronologie hinzuweisen; auch hier gibt es, wie in der gesamten Nuclearen Astrophysik, in den kommenden Jahren viel aufregende experimentelle und theoretische Arbeit zu tun. Amen!

XIII. Zusammenfassung

Trotz all der vergangenen und gegenwärtigen experimentellen und theoretischen Forschungen in der Nuclearen Astrophysik, die ich gerade geschildert habe, wurde das letzte Ziel auf diesem Gebiet nicht erreicht. *Hoyle*s großartiges Konzept der Elementsynthese in den Sternen wird so lange nicht wirklich gesichert sein, bis wir nicht ein tieferes und genaueres Verständnis vieler nuclearer Prozesse gewonnen haben, die in astrophysikalischen Umgebungen ablaufen. Harte Arbeit erfordern auch in Zukunft alle Aspekte des Cyclus: Experiment, Theorie, Beobachtung. Es geht nicht darum, nur noch Details hinzuzufügen. In jedem Teil des Cyclus gibt es Puzzles und Probleme, welche die grundlegenden Ideen zur Nucleosynthese in den Sternen in Frage stellen könnten. Kein Grund zur Sorge – das ist es, was das Gebiet lebendig hält, aufregend und vergnüglich! Es ist für mich eine Quelle großer Genugtuung, daß das Kellogg Laboratory weiterhin eine führende Rolle in der experimentellen und theoretischen Astrophysik spielt.

Und nun erlauben Sie mir, zum Schluß meines Vortrags einen letzten Gedanken mitzuteilen. Mein Hauptthema war, daß alle schweren Elemente von Kohlenstoff bis Uran in den Sternen synthetisiert wurden. Lassen Sie mich daran erinnern, daß Ihre Körper zum größten Teil aus diesen Elementen bestehen. Abgesehen vom Wasserstoff bestehen Sie zu 65 Prozent aus Sauerstoff und zu 18 Prozent aus Kohlenstoff mit kleineren Anteilen an Stickstoff, Natrium, Magnesium, Phosphor, Schwefel, Chlor, Kalium, Calcium und Spuren von noch schwereren Elementen. Daraus kann man sagen, daß Sie und Ihr Nachbar und ich, jeder einzelne von uns und wir alle zusammen wirklich und wörtlich ein klein wenig Sternenstaub sind.

Charles Christian Lauritsen lehrte mich einen schwedischen Trinkspruch. Ich schließe mit diesem Trinkspruch auf meine schwedischen Freunde: „Din skål, min skål, alla vackra flickor skål. Skål!“

Meine Untersuchungen auf dem Gebiet der Nuclearen Astrophysik schlossen die Zusammenarbeit im Team mit vielen Forschern ein. Besonders dankbar bin ich Fay Ajzenberg-Selove, Jean Audouze, C. A. Barnes, E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, G. R. Caughlan, R. F. Christy, D. D. Clayton, G. M. Fuller, J. L. Greenstein, Fred Hoyle, Jean Humbert, R. W. Kavanagh, S. E. Koonin, C. C. Lauritsen, Thomas Lauritsen, D. N. Schramm, T. A. Tombrello, R. V. Wagoner, G. J. Wasserburg, Ward Whaling, S. E. Woosley und B. A. Zimmerman. Für Hilfe und hilfreiche Zusammenarbeit bei allen Aspekten meiner wissenschaftlichen Arbeit, speziell bei der Vorbereitung von Veröffentlichungen, danke ich Evaline Gibbs, Jan Rasmussen, Kim Stapp, Marty Watson und Elizabeth Wood. Die jahrelange Unterstützung meiner Forschungen durch das Office of Naval Research (1946-1970)

und durch die National Science Foundation (ab 1968) sei dankbar anerkannt.

Eingegangen am 27. Februar 1984 [A 506]
Übersetzt von Dr. Hanns-Peter Trautvetter, Münster

[1] J. Adouze, H. Reeves in C. A. Barnes, D. D. Clayton, D. N. Schramm: *Essays in Nuclear Astrophysics*, Cambridge University Press, Cambridge (England) 1982, S. 355.

[2] H. E. Suess, H. C. Urey, *Rev. Mod. Phys.* 28 (1956) 53.

[3] A. G. W. Cameron in C. A. Barnes, D. D. Clayton, D. N. Schramm: *Essays in Nuclear Astrophysics*, Cambridge University Press, Cambridge (England) 1982, S. 23.

[4] W. Whaling in C. A. Barnes, D. D. Clayton, D. N. Schramm: *Essays in Nuclear Astrophysics*, Cambridge University Press, Cambridge (England) 1982, S. 65.

[5] R. A. Alpher, R. C. Herman, *Rev. Mod. Phys.* 22 (1950) 153.

[6] R. V. Wagoner, W. A. Fowler, F. Hoyle, *Astrophys. J.* 148 (1967) 3.

[7] H. Staub, W. E. Stephens, *Phys. Rev.* 55 (1939) 131.

[8] J. H. Williams, W. G. Shepherd, R. O. Haxby, *Phys. Rev.* 52 (1937) 390.

[9] A. V. Tollestrup, W. A. Fowler, C. C. Lauritsen, *Phys. Rev.* 76 (1949) 428.

[10] A. Hemmingdinger, *Phys. Rev.* 73 (1948) 806; 74 (1949) 1267.

[11] H. A. Bethe, *Phys. Rev.* 55 (1939) 434; *Les Prix Nobel 1967*, Almqvist & Wiksell International, Stockholm.

[12] F. Hoyle, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 106 (1946) 343; *Astrophys. J. Suppl.* 1 (1954) 121.

[13] F. Hoyle, M. Schwarzschild, *Astrophys. J. Suppl.* 2 (1955) 1.

[14] A. R. Sandage, M. Schwarzschild, *Astrophys. J.* 116 (1952) 463, siehe insbesondere den letzten Absatz auf S. 475.

[15] E. E. Salpeter, *Astrophys. J.* 115 (1952) 326.

[16] D. N. F. Dunbar, R. E. Pixley, W. A. Wenzel, W. Whaling, *Phys. Rev.* 92 (1953) 649.

[17] C. W. Cook, W. A. Fowler, C. C. Lauritsen, T. Lauritsen, *Phys. Rev.* 107 (1957) 508.

[18] E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, W. A. Fowler, F. Hoyle, *Rev. Mod. Phys.* 29 (1957) 547, in diesem Beitrag als B²FH [18] zitiert. Siehe auch F. Hoyle, W. A. Fowler, E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, *Science* 124 (1956) 611.

[19] A. G. W. Cameron, *Publ. Astron. Soc. Pac.* 69 (1957) 201.

[20] J. L. Greenstein in L. N. Ridenour: *Modern Physics for the Engineer*, Kap. 10, McGraw-Hill, Maidenhead 1954; J. L. Greenstein in C. A. Barnes, D. D. Clayton, D. N. Schramm: *Essays in Nuclear Astrophysics*, Cambridge University Press, Cambridge (England) 1982, S. 45.

[21] W. A. Fowler, G. R. Caughlan, B. A. Zimmerman, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* 5 (1967) 525; 13 (1975) 69; siehe auch M. J. Harris et al., *ibid.* 21 (1983) 165; G. R. Caughlan, W. A. Fowler, M. J. Harris, B. A. Zimmerman, *At. Data Nucl. Data Tables* 1984, im Druck.

[22] E. E. Salpeter, *Phys. Rev.* 88 (1957) 547; 97 (1955) 1237.

[23] S. E. Woosley, W. A. Fowler, J. A. Holmes, B. A. Zimmerman, *At. Data Nucl. Data Tables* 22 (1978) 371.

[24] H. A. Bethe, C. L. Critchfield, *Phys. Rev.* 54 (1938) 248.

[25] W. A. Fowler, *Astrophys. J.* 127 (1958) 551.

[26] A. G. W. Cameron, *Annu. Rev. Nucl. Sci.* 8 (1958) 249.

[27] B. Pontecorvo, *Chalk River Lab. Rep.* PD-205 (1946).

[28] L. W. Alvarez, *University of California Radiation Lab. Rep.* UCRL-328 (1949).

[29] R. Davis, Jr. in M. M. Nieto, W. C. Haxton, C. M. Hofmann, E. W. Kolb, V. D. Sandberg, J. W. Toevs: *Science Underground*, American Institute of Physics, New York 1983, S. 2.

[30] J. N. Bahcall, W. F. Huebner, S. H. Lubow, P. D. Parker, R. K. Ulrich, *Rev. Mod. Phys.* 54 (1982) 767.

[31] R. G. H. Robertson, P. Dyer, T. J. Bowles, R. E. Brown, N. Jarmie, C. J. Maggiore, S. M. Austin, *Phys. Rev. C27* (1983) 11; J. L. Osborne, C. A. Barnes, R. W. Kavanagh, R. M. Kremer, G. J. Mathews, J. L. Zyskind, *Phys. Rev. Lett.* 48 (1982) 1664.

[32] R. T. Skelton, R. W. Kavanagh, *Nucl. Phys.* 1984, im Druck.

[33] C. A. Barnes in C. A. Barnes, D. D. Clayton, D. N. Schramm: *Essays in Nuclear Astrophysics*, Cambridge University Press, Cambridge (England) 1982, S. 193.

[34] K. Langanke, S. E. Koonin, *Nucl. Phys. A410* (1983) 334 und persönliche Mitteilung.

[35] P. Dyer, C. A. Barnes, *Nucl. Phys. A233* (1974) 495; S. E. Koonin, T. A. Tombrello, G. Fox, *ibid. A220* (1974) 221.

[36] K. U. Kettner, H. W. Becker, L. Buchmann, J. Gorres, H. Kräwinkel, C. Rolfs, P. Schmalbrock, H. P. Trautvetter, A. Vlieks, *Z. Phys. A308* (1982) 73.

[37] S. G. Starrfield, A. N. Cox, S. W. Hodson, W. D. Pesnell, *Astrophys. J.* 268 (1983) L27; S. A. Becker, persönliche Mitteilung.

[38] S. E. Woosley, T. A. Weaver in C. A. Barnes, D. D. Clayton, D. N. Schramm: *Essays in Nuclear Astrophysics*, Cambridge University Press, Cambridge (England), S. 381.

[39] T. A. Weaver, S. E. Woosley, G. M. Fuller in R. Bowers, J. Centrella, J. LeBlanc, M. LeBlanc: *Proceedings of the Conference on Numerical Astrophysics*, Science Books International, Boston 1983.

[40] G. Hulke, C. Rolfs, H. P. Trautvetter, *Z. Phys. A297* (1980) 161.

[41] D. Bodansky, D. D. Clayton, W. A. Fowler, *Astrophys. J. Suppl.* 16 (1968) 299.

[42] J. L. Zyskind, J. M. Davidson, M. T. Esat, M. H. Shapiro, R. H. Spear, *Nucl. Phys. A301* (1978) 179.

[43] L. W. Mitchell, D. G. Sargood, *Aust. J. Phys.* 36 (1983) 1.

[44] R. N. Boyd: *Proceedings of the Workshop on Radioactive Ion Beams and Small Cross Section Measurements*, Ohio State University Press, Columbus 1981; R. C. Haight, G. J. Mathews, R. M. White, L. A. Avilés, S. E. Woodward, *Nucl. Instrum. Methods* 212 (1983) 245.

[45] W. Hauser, H. Feshbach, *Phys. Rev.* 78 (1952) 366.

[46] J. A. Holmes, S. E. Woosley, W. A. Fowler, B. A. Zimmerman, *At. Data Nucl. Data Tables* 18 (1976) 305.

[47] G. Michaud, W. A. Fowler, *Phys. Rev. C2* (1970) 2041; siehe auch E. W. Vogt, *Adv. Nucl. Phys.* 1 (1969) 261.

[48] F. M. Mann, *Hanford Engineering and Development Lab. Internal Rep.* HEDL-TME-7680 (1976), unveröffentlicht.

[49] J. L. Zyskind, C. A. Barnes, J. M. Davidson, W. A. Fowler, R. E. Marrs, M. H. Shapiro, *Nucl. Phys. A343* (1980) 295.

[50] D. G. Sargood, *Phys. Rep.* 93 (1982) 61; *Aust. J. Phys.* 36 (1983) 583.

[51] N. A. Bahcall, W. A. Fowler, *Astrophys. J.* 157 (1969) 645.

[52] R. A. Ward, W. A. Fowler, *Astrophys. J.* 238 (1980) 266. Neuere experimentelle Daten über die Bildung von ²⁶Al durch ²⁵Mg(p,γ)²⁶Al siehe A. E. Champagne, A. J. Howard, P. D. Parker, *ibid.* 269 (1983) 686. Neuere experimentelle Daten über den Zerfall von ²⁶Al durch ²⁶Al(p,γ)²⁷Si siehe L. Buchmann, M. Hilgemaier, A. Krauss, A. Redder, C. Rolfs, H. P. Trautvetter, *Z. Phys.* 1984, im Druck.

[53] G. M. Fuller, W. A. Fowler, M. J. Newman, *Astrophys. J. Suppl.* 42 (1980) 447; *Astrophys. J.* 252 (1982) 715; *Astrophys. J. Suppl.* 48 (1982) 279.

[54] H. S. Wilson, R. W. Kavanagh, F. M. Mann, *Phys. Rev. C22* (1980) 1696.

[55] C. M. Lederer, V. S. Shirley: *Table of Isotopes: Seventh Edition*, Wiley, New York 1978.

[56] C. D. Goodman, C. A. Goulding, M. B. Greenfield, J. Rapaport, D. E. Bainum, C. C. Foster, W. G. Love, F. Petrovich, *Phys. Rev. Lett.* 44 (1980) 1755; F. Ajzenberg-Selove, R. E. Brown, E. R. Flynn, J. W. Sunier, *ibid.* 1984, im Druck.

[57] S. D. Bloom, G. M. Fuller, noch unveröffentlicht.

[58] G. E. Brown, H. A. Bethe, G. Baym, *Nucl. Phys. A375* (1982) 481.

[59] H. A. Bethe, A. Yahil, G. E. Brown, *Astrophys. J. Lett.* 262 (1982) L7.

[60] H. A. Bethe, G. E. Brown, J. Cooperstein, J. R. Wilson, *Nucl. Phys. A403* (1983) 625.

[61] G. M. Fuller, *Astrophys. J.* 252 (1982) 741.

[62] G. M. Fuller, W. A. Fowler, M. J. Newman, noch unveröffentlicht.

[63] S. E. Woosley, T. S. Axelrod, T. A. Weaver in C. Chiosi, A. Renzini: *Stellar Nucleosynthesis*, Reidel, Dordrecht 1984.

[64] F. Hoyle, W. A. Fowler, *Astrophys. J.* 132 (1960) 565.

[65] W. A. Fowler, F. Hoyle, *Astrophys. J. Suppl.* 9 (1964) 201.

[66] J. C. Wheeler, *Rep. Prog. Phys.* 44 (1981) 85.

[67] K. Nomoto, *Astrophys. J.* 253 (1982) 798; 257 (1982) 780; K. Nomoto in C. Chiosi, A. Renzini: *Stellar Nucleosynthesis*, Reidel, Dordrecht 1984.

[68] K. Nomoto, F.-K. Thielemann, J. C. Wheeler, *Astrophys. J.* 1984, im Druck.

[69] W. D. Arnett, F.-K. Thielemann in C. Chiosi, A. Renzini: *Stellar Nucleosynthesis*, Reidel, Dordrecht 1984.

[70] J. H. Reynolds, *Phys. Rev. Lett.* 4 (1960) 8.

[71] P. M. Jeffery, J. H. Reynolds, *J. Geophys. Res.* 66 (1961) 3582.

[72] G. J. Wasserburg, W. A. Fowler, F. Hoyle, *Phys. Rev. Lett.* 4 (1960) 112.

[73] G. J. Wasserburg, D. A. Papanastassiou in C. A. Barnes, D. D. Clayton, D. N. Schramm: *Essays in Nuclear Astrophysics*, Cambridge University Press, Cambridge (England) 1982, S. 77.

[74] D. D. Clayton, *Astrophys. J.* 199 (1975) 765; *Space Sci. Rev.* 24 (1979) 147; *Astrophys. J.* 268 (1983) 381; *ibid.* 1984, im Druck; siehe auch D. D. Clayton, F. Hoyle, *Astrophys. J. Lett.* 187 (1974) L101; *Astrophys. J.* 203 (1976) 490.

[75] J. H. Chen, G. J. Wasserburg, *Earth Planet. Sci. Lett.* 52 (1981) 1.

[76] D. S. Burnett, M. I. Stapanian, J. H. Jones in C. A. Barnes, D. D. Clayton, D. N. Schramm: *Essays in Nuclear Astrophysics*, Cambridge University Press, Cambridge (England) 1982, S. 144.

[77] T. Lee, D. A. Papanastassiou, G. J. Wasserburg, *Astrophys. J. Lett.* 211 (1977) L107.

[78] W. A. Mahoney, J. C. Ling, W. A. Wheaton, A. S. Jacobson, *Astrophys. J.* 1984, im Druck; siehe auch W. A. Mahoney, J. C. Ling, A. S. Jacobson, R. E. Lingenfelter, *ibid.* 262 (1982) 742.

[79] R. T. Skelton, R. W. Kavanagh, D. G. Sargood, *Astrophys. J.* 271 (1983) 404.

[80] M. Arnould, H. Nørgaard, F.-K. Thielemann, W. Hillebrandt, *Astrophys. J.* 237 (1980) 931.

[81] J. W. Truran in C. A. Barnes, D. D. Clayton, D. N. Schramm: *Essays in Nuclear Astrophysics*, Cambridge University Press, Cambridge (England) 1982, S. 467.

[82] W. A. Fowler, J. L. Greenstein, F. Hoyle, *Geophys. J. R. Astron. Soc.* 6 (1962) 148.

[83] T. Lee, *Astrophys. J.* 224 (1978) 217.

[84] M. H. Thiemens, J. E. Heidenreich, *Science* 219 (1983) 1073.

[85] D. G. Sandler, S. E. Koonin, W. A. Fowler, *Astrophys. J.* 259 (1982) 908.

[86] F. R. Niederer, D. A. Papanastassiou, G. J. Wasserburg, *Astrophys. J. Lett.* 228 (1979) L93.

[87] A. Huck, G. Klotz, A. Knipper, C. Miéhé, C. Richard-Serre, G. Walter, CERN (Eur. Organ. Nucl. Res. Rep.) 81-09 (1981) 378.

[88] R. A. Chevalier, R. P. Kirshner, *Astrophys. J.* 233 (1979) 154.

[89] R. H. Becker, S. S. Holt, B. W. Smith, N. E. White, E. A. Boldt, R. F. Mushotzky, P. J. Serlemitsos, *Astrophys. J. Lett.* 234 (1979) L73.

[90] J. M. Shull, *Astrophys. J.* 262 (1982) 308 und persönliche Mitteilung (1983).

[91] T. S. Axelrod, PhD Thesis, University of California, Berkeley, UCRL-52994, 1980.

[92] R. P. Kirshner, J. B. Oke, *Astrophys. J.* 200 (1975) 574.

[93] D. Branch, C. H. Lacy, M. L. McCall, P. G. Sutherland, A. Uomoto, J. C. Wheeler, B. J. Wills, *Astrophys. J.* 270 (1983) 123.

[94] D. Branch in W. D. Arnett: *Proceedings of Yerkes Observatory Conference on "Challenges and New Developments in Nucleosynthesis,"* University of Chicago Press, Chicago 1984.

[95] J. Audouze, S. Vauchair: *An Introduction to Nuclear Astrophysics*, Reidel, Dordrecht 1980, S. 92.

[96] W. A. Fowler, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* 52 (1964) 524; *Nuclear Astrophysics*, American Philosophical Society, Philadelphia 1967.

[97] P. A. Seeger, W. A. Fowler, D. D. Clayton, *Astrophys. J. Suppl.* 11 (1965) 121.

[98] R. L. Macklin, J. H. Gibbons, *Rev. Mod. Phys.* 37 (1965) 166; siehe auch B. J. Allen, R. L. Macklin, J. H. Gibbons, *Adv. Nucl. Phys.* 4 (1971) 205.

[99] J. Almeida, F. Käppeler, *Astrophys. J.* 265 (1983) 417.

[100] R. K. Ulrich in D. N. Schramm, W. D. Arnett: *Explosive Nucleosynthesis*, University of Texas Press, Austin 1973, S. 139.

[101] D. D. Clayton, R. A. Ward, *Astrophys. J.* 193 (1974) 397.

[102] I. Iben, Jr., *Astrophys. J.* 196 (1975) 525.

[103] J. W. Truran, *International Physics Conference Series No. 64*, The Institute of Physics, London 1983, S. 95.

[104] R. A. Becker, W. A. Fowler, *Phys. Rev.* 115 (1959) 1410.

[105] D. N. Schramm in C. A. Barnes, D. D. Clayton, D. N. Schramm: *Essays in Nuclear Astrophysics*, Cambridge University Press, Cambridge (England) 1982, S. 325.

[106] J. B. Blake, D. N. Schramm, *Astrophys. J.* 209 (1976) 846.

[107] A. G. W. Cameron, J. J. Cowan, J. W. Truran in W. D. Arnett: *Proceedings of Yerkes Observatory Conference on "Challenges and New Developments in Nucleosynthesis,"* University of Chicago Press, Chicago 1984.

[108] E. Rutherford, *Nature (London)* 123 (1929) 313.

[109] W. A. Fowler in W. D. Milligan: *Proceedings of the Welch Foundation Conferences on Chemical Research, XXI. Cosmochemistry*, Robert A. Welch Foundation, Houston 1977, S. 61; siehe auch W. A. Fowler in F. Reines: *Cosmology, Fusion and Other Matters*, Colorado Associated University Press, Boulder 1972, S. 67.

[110] W. A. Fowler, F. Hoyle, *Ann. Phys. (New York)* 10 (1960) 280.

[111] B. M. Tinsley, *Astrophys. J.* 198 (1975) 145.

[112] D. N. Schramm, G. J. Wasserburg, *Astrophys. J.* 163 (1970) 75.

[113] F.-K. Thielemann, J. Metzinger, H. V. Klapdor, *Z. Phys. A* 309 (1983) 301 und persönliche Mitteilung.

[114] A. Sandage, G. A. Tammann, *Astrophys. J.* 256 (1982) 339.

[115] S. van den Bergh, *Nature (London)* 229 (1982) 297.

[116] D. D. Clayton, *Astrophys. J.* 139 (1964) 637.

[117] W. A. Fowler, *Bull. Am. Astron. Soc.* 4 (1972) 412.

[118] R. R. Winters, R. L. Macklin, *Phys. Rev. C* 25 (1982) 208.

[119] S. E. Woosley, W. A. Fowler, *Astrophys. J.* 233 (1979) 411.

[120] R. L. Macklin, R. R. Winters, N. W. Hill, H. A. Harvey, *Astrophys. J.* 274 (1983) 408.

[121] R. L. Hershberger, R. L. Macklin, M. Balakrishnan, N. W. Hill, M. T. McEllistrem, *Phys. Rev. C* 28 (1983) 2249.

[122] J. C. Browne, B. L. Berman, *Phys. Rev. C* 23 (1981) 1434.

[123] R. D. Williams, W. A. Fowler, S. E. Koonin, *Astrophys. J.* 1984, im Druck.

[124] J. A. Payne, PhD Thesis, University of Glasgow 1965; R. W. P. Drever, persönliche Mitteilung (1983).

[125] B. Hirt, G. R. Tilton, W. Herr, W. Hoffmeister in J. Geiss, E. D. Goldberg: *Earth Sciences and Meteorites*, North Holland Press, Amsterdam 1963.

[126] K. Yokoi, K. Takahashi, M. Arnould, *Astron. Astrophys.* 117 (1983) 65.