

# Von der Massenformel zum Multizyklus

Zum 100. Geburtstag von Carl Friedrich von Weizsäcker (1912 – 2007)

Klaus Blaum und Michael Wiescher

„Wenn Sie mal Philosophie studieren wollen, müssen Sie auch Physik treiben. Das erste ist heutzutage ohne das zweite unvollständig. Physik muß man aber als ganz junger Mann anfangen. Philosophieren dagegen kann man bis ins hohe Alter.“ Mit diesen Worten ermunterte Werner Heisenberg den 14-jährigen Schüler Carl Friedrich von Weizsäcker zum Studium der Physik. Kaum zehn Jahre später leitete der junge von Weizsäcker mit seiner Massenformel sowie der „Aufbauhypothese“ zur Entstehung der Elemente zwei Ergebnisse her, die bis heute Bestand haben.

Carl Friedrich von Weizsäcker galt als einer der brilliantesten Schüler von Werner Heisenberg aus dessen Leipziger Zeit. Er promovierte dort mit nur 21 Jahren mit einer Arbeit zum „Durchgang schneller Korpuskularstrahlen durch ein Ferromagnetikum“ und habilitierte nur drei Jahre später „Über die Spinabhängigkeit der Kernkräfte“. Obwohl er heute im Wesentlichen als Philosoph und Friedensforscher bekannt ist, hat er in seinen akademischen Jahren vor dem Zweiten Weltkrieg wesentliche Beiträge zur Physik und frühen Kosmologie geliefert [1]. Dazu zählt zunächst die 1935 veröffentlichte Massenformel, die von Weizsäcker 1937 in seinem Buch zur Physik der Atomkerne ausführlich präsentierte und die das Grundgerüst zur Kernphysik mit einer phänomenologischen Beschreibung der Kernmassen liefert [2, 3]. Noch heute gilt sie, theoretisch verfeinert, als Grundstock und Maßstab, um die Masse von Kernen fern der Stabilitätslinie vorherzusagen. Basierend auf diesen Ergebnissen erkannte von Weizsäcker die Bedeutung seiner Massenformel für die Energieproduktion und die Synthese der Elemente in Sternen. Daraus entstand 1937 ein erstes Modell („Aufbauhypothese“) für den graduellen Aufbau der Elemente durch eine Serie von Reaktionen, bei denen Atomkerne Protonen und (bei höheren Massen) Neutronen einfangen [4].

Das Modell basierte noch auf der später revidierten Annahme, dass  ${}^5\text{Li}$  ein stabiler Kern ist. Mit dem Wissen, dass bei den Kernen der Masse  $A = 5$  und  $8$  eine Stabilitätslücke existiert, beschrieb von Weizsäcker 1938 erstmals qualitativ eine zyklische Sequenz von vier Protoneneinfangreaktionen und zwei  $\beta$ -Zerfällen an den Katalysatorelementen Kohlenstoff, Stickstoff und Sauerstoff, durch die vier Wasserstoffkerne  ${}^1\text{H}$  zu einem Heliumkern  ${}^4\text{He}$  fusionieren unter Freisetzung

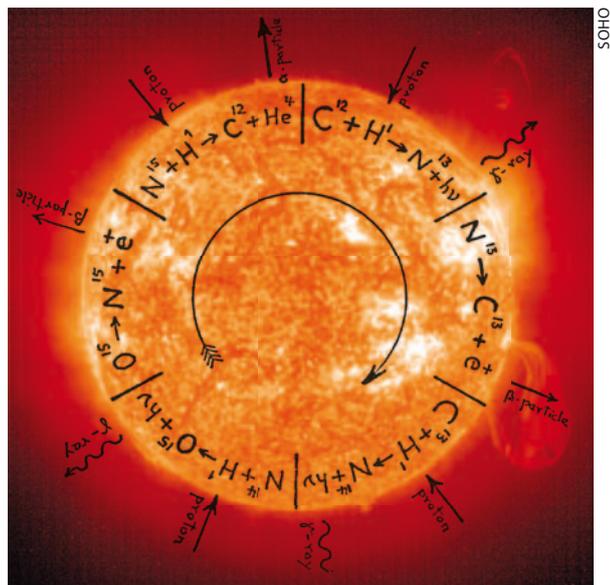


Abb. 1 Georg Gamow zeichnete diese Darstellung des Bethe-Weizsäcker- oder CNO-Zyklus und veröffentlichte sie 1940 in seinem Buch „The Birth and Death of the Sun“. Hinterlegt ist eine Aufnahme des Sonnenobservatoriums SOHO.

von 27 MeV Kernenergie [5]. Die Sequenz besteht aus (Abb. 1, im Uhrzeigersinn): Protoneneinfang an  ${}^{12}\text{C}$ ,  $\beta$ -Zerfall von  ${}^{13}\text{N}$ , Protoneneinfang an  ${}^{13}\text{C}$  und  ${}^{14}\text{N}$  mit nachfolgendem  $\beta$ -Zerfall von  ${}^{15}\text{O}$  zu  ${}^{15}\text{N}$  und anschließende Kernreaktion  ${}^{15}\text{N}(p,\alpha){}^{12}\text{C}$ , die den Zyklus schließt und bei  ${}^{12}\text{C}$  und  ${}^4\text{He}$  endet.

Nur wenige Monate später beschrieb der 1933 in die USA emigrierte Theoretiker Hans Bethe den Zyklus auf Anregung von Georg Gamow quantitativ [6, 7]. Seine Arbeit konzentrierte sich mehr auf den Aspekt der Energieproduktion in Sternen und enthielt des-

## KOMPAKT

- Die von Weizsäckersche Massenformel, erweitert um mikroskopische Korrekturen, ist auch heute noch eine gute Näherung, für inzwischen über 3000 vermessene Nuklide.
- Dies zeigt die Massenspektrometrie mit Penning-Fallen, die es erlaubt, die Massen von kurzlebigen Nukliden präzise zu bestimmen.
- Von Weizsäcker erkannte auch, dass Kerne leichter als Eisen durch Protoneneinfang, schwerere Kerne jedoch durch Neutroneneinfang entstanden sein müssten.
- Unser heutiges Verständnis der Elementsynthese entspricht noch in wesentlichen Elementen dieser Aufbauhypothese.

Prof. Dr. Michael Wiescher, Department of Physics, University of Notre Dame, IN 46556, USA, Prof. Dr. Klaus Blaum, Max-Planck-Institut für Kernphysik, Saupfercheckweg 1, 69117 Heidelberg

2) Im angelsächsischen Raum wird er vornehmlich als CNO-Zyklus bezeichnet.



ullstein bild

Nach dem Krieg wendete sich Carl Friedrich von Weizsäcker mehr und mehr der Philosophie und Friedensforschung zu. Dieses Foto zeigt den 37-jährigen im Jahr 1949.

wegen auch eine detaillierte Analyse der Kernmassenbestimmung. Die von Weizsäckerschen Beiträge zu dieser Problematik sind allerdings nicht erwähnt. Von Weizsäcker hingegen hatte von George Gamow bei dessen Deutschlandbesuch im Juni 1938 schon von den Arbeiten Hans Bethes erfahren und das in einer Fußnote vermerkt: „Durch Herrn Gamow habe ich erfahren, daß Bethe neuerdings denselben Zyklus quantitativ untersucht hat.“ George Gamow vertrat die Hypothese, dass dieser zyklische Fusionsmechanismus die wesentliche Energiequelle der Sonne sein müsste [8]. Diese Ansicht teilte Hans Bethe in Anbetracht der vorliegenden Unsicherheiten in den Kernmassen und

den Beobachtungsdaten [9], obwohl er der Rolle der durch die Wasserstofffusion [10] gesteuerten pp-Ketten eine größere Rolle als Gamow für die solare Energieerzeugung zuwies [11]. Letztere setzte sich jedoch erst viele Jahre später aufgrund genauerer Daten zu den Reaktionsquerschnitten durch [12]. Von Weizsäcker hatte sich schon 1939 unter dem Druck der politischen und beruflichen Umstände von seinen Arbeiten zur Aufbauhypothese der Elemente abgewandt und war mehr an Fragen und Anwendungsmöglichkeiten der Kernspaltung interessiert. Seine Arbeiten zur Elementsynthese blieben grundlegend.

Der folgende Abschnitt zeigt die Bedeutung der von Weizsäckerschen Massenformel und deren Vorhersagekraft in der heutigen Kernphysik, anschließend geht es um die Rolle des Bethe-Weizsäcker-Zyklus<sup>2)</sup> für die Astrophysik insbesondere in stabilen und explosiven stellaren Brennprozessen.

### Präzise Massen dank Penning-Fallen

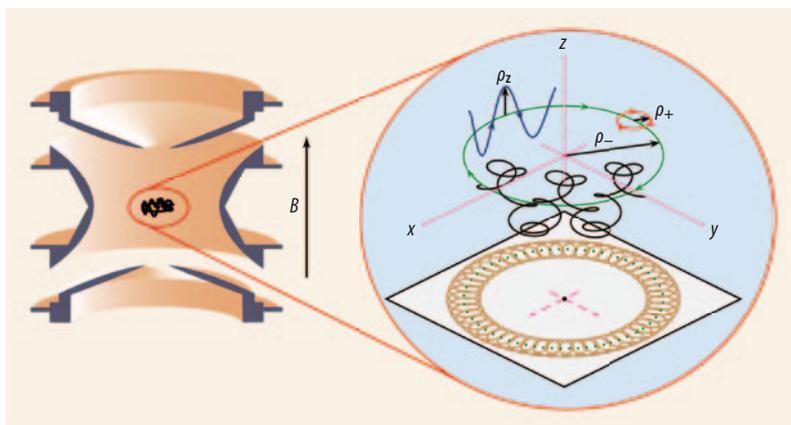
Atome lassen sich über ihre Masse ebenso eindeutig identifizieren wie Personen durch einen Fingerabdruck. Denn zu dieser Masse tragen – nach Albert Einsteins berühmter Formel  $E = mc^2$  – alle atomaren Bausteine und ihre Wechselwirkungen bei. Die Masse von Atomkernen, insbesondere von kurzlebigen Nukliden, spielt eine wichtige Rolle bei der Suche nach Antworten auf fundamentale Fragen aus der Astrophysik wie „Warum ist Eisen soviel häufiger als Gold?“ und „Warum sind die schweren Elemente überhaupt entstanden?“. Dabei spielen insbesondere Kerne außerhalb des „Tals der Stabilität“, also kurzlebige Radionuklide, eine wichtige Rolle. Sie müssen zur Untersuchung ihrer Kerneigenschaften wie der Masse künstlich erzeugt werden. So sind von den heute mehr als 3000 bekannten Nukliden nur etwa 10 Prozent stabil oder langlebig und kommen damit in der Natur vor. Alle anderen existieren nur für eine kurze Zeit.

Die Masse  $m$  eines neutralen Atoms ergibt sich aus den Massen seiner Bestandteile, d. h.  $N$  Neutronen mit Masse  $m_n$ ,  $Z$  Protonen mit  $m_p$  und  $Z$  Elektronen mit  $m_e$ , unter Berücksichtigung der Bindungsenergien der Elektronen in der Atomhülle  $B_{\text{Hülle}}$  und des Kerns  $B_{\text{Kern}}$ :

$$m = N \cdot m_n + Z \cdot m_p + Z \cdot m_e - (B_{\text{Kern}} + B_{\text{Hülle}})/c^2 \quad (1)$$

Da die Kernbindungsenergien die Bindungsenergien der Elektronen in der Atomhülle um viele Größenordnungen übersteigen, wird  $B_{\text{Hülle}}$  im Folgenden vernachlässigt.

Die erste Massenformel zur Berechnung von Kernbindungsenergien veröffentlichte Carl Friedrich von Weizsäcker 1935 in der Arbeit „Zur Theorie der Kernmassen“ [2]. Zur Herleitung nahm er an, dass sich der Atomkern als Flüssigkeitströpfchen beschreiben lässt, d. h. er behandelte die Neutronen und Protonen im Kern wie Moleküle eines inkompressiblen geladenen Tröpfchens. Eine leicht verallgemeinerte Form des ursprünglichen Ausdrucks der Massenformel lautet



**Abb. 2** Die Penning-Falle besteht aus den hyperbolisch geformten Endkappen- und Ringelektroden zur Erzeugung des elektrischen Quadrupolfelds sowie dem homogenen Magnetfeld  $B$  zur Speicherung der Ionen in radialer Richtung. Das Ion führt dann die Überlagerung von zwei kreisförmigen Bewegungen und einer dazu senkrechten Schwingung aus.

$$B_{\text{Kern}} / A = a_V + a_O A^{-1/3} + \frac{3e^2}{5r_0} Z^2 A^{-4/3} + (a_S + a_{OS} A^{-1/3}) I^2, \quad (2)$$

mit  $A = N + Z$  und der Elementarladung  $e$ . Die beiden führenden Terme, der Volumen- und der Oberflächen-term  $a_V$  bzw.  $a_O$ , entsprechen dem Tröpfchenmodell, bei dem der Radius eines jeden Kerns ( $N, Z$ ) durch  $R \approx r_0 A^{1/3}$  gegeben ist mit  $r_0$  als Konstante. Der dritte Term berücksichtigt die Coulomb-Kraft mit unendlicher Reichweite. Ein zusätzlicher Term ist nötig, da Oberflächen- und Volumenterm nicht nur von  $A$  abhängen, sondern auch von der Neutron-Proton-Zusammensetzung des Kerns. Dieser Symmetrieterm  $a_S$  skaliert mit  $I^2 = (N - Z)^2 / A^2$ . Den Oberflächen-Symmetrie-Term  $a_{OS}$  führten William Myers und Wlodek Swiatecki erst 1966 ein [13].

Wie Massenmessungen belegen, beschreibt diese halbempirische Formel auch nach Jahrzehnten noch immer sehr gut die Kernbindungsenergien und dient als Grundlage neuerer Ansätze von Massenmodellen [14]. Die Massenspektrometrie mit Penning-Fallen [15] oder mit Speicherringen [16] – auf letztere wird hier nicht näher eingegangen – sind heute die Methoden der Wahl, um Kernmassen präzise zu bestimmen, insbesondere von kurzlebigen Nukliden fernab der Stabilität.

Die Massenspektrometrie mit Penning-Fallen beruht darauf, die Zyklotronfrequenz von gespeicherten Ionen zu bestimmen. Die Lorentz-Kraft auf Ionen mit Masse  $m$  und Ladung  $q$ , die sich in einem Magnetfeld  $B$  bewegen, zwingt diese auf eine kreisförmige Bahn mit der Umlauffrequenz  $f_c = qB / (2\pi m)$ . Nuklide bekannter Masse erlauben es, das Magnetfeld zu kalibrieren. Damit die Ionen nicht entlang der Magnetfeldlinien entweichen, wird dem homogenen Magnetfeld ein elektrisches Quadrupolfeld überlagert. Das gespeicherte Ion führt eine charakteristische Bewegung aus, mit zwei kreisförmigen Anteilen und einer dazu senkrechten Schwingung (Abb. 2). Die Zyklotronfrequenz  $f_c$  lässt sich mithilfe einer Flugzeit-Methode bestimmen: Dazu wird die Ionenbewegung zunächst bei einer Frequenz  $f_{HF}$  in der Nähe von  $f_c$  angeregt, bevor geeignete Spannungen an den Fallenelektroden das Ion über eine Driftstrecke zu einem Detektor extrahieren. Bei resonanter Anregung wächst die Bewegungsenergie des Ions um ein Vielfaches an, sodass die Flugzeit zum Detektor abnimmt. Die maximale Energieaufnahme und damit die kürzeste Flugzeit ergibt sich für  $f_{HF} = f_c$ . Aus der Resonanzkurve lässt sich die Zyklotronfrequenz des Teilchens und damit seine Masse bestimmen. Dies gelingt heutzutage an zahlreichen Anlagen weltweit [15], beispielsweise am CERN in Genf (ISOLTRAP), bei der GSI in Darmstadt (SHIPTRAP), im finnischen Jyväskylä (JYFLTRAP), am NSCL in Michigan (LEBIT) oder bei TRIUMF in Vancouver (TITAN). Dabei werden routinemäßig relative Massenmessungen mit einer Genauigkeit von  $\delta m / m = 10^{-8}$  erreicht, obwohl die meisten Nuklide kurzlebig sind und nur einen Wimpernschlag lang existieren.

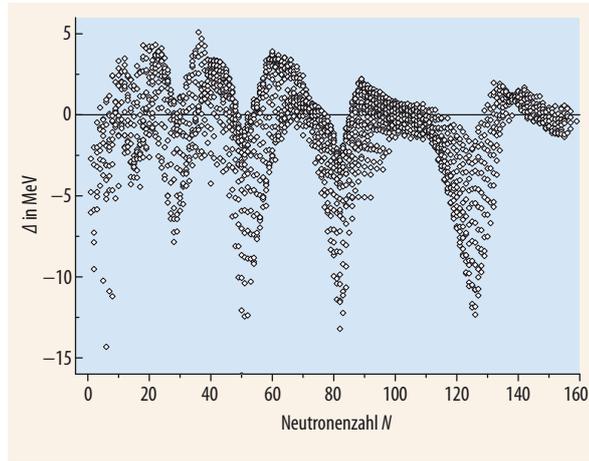


Abb. 3 Die Abweichung  $\Delta$  zwischen der Kernmasse laut Massenformel und dem experimentellen Wert hängt sehr von der Neutronenzahl  $N$  ab [17]. Die Minima, und damit die größten Abweichungen, treten bei den magischen Neutronen- und Protonenzahlen 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 auf.

Bis heute wurden rund 3000 Massenwerte gemessen [17]; mehr als 1000 davon mittels Penning-Fallen-Massenspektrometrie. Ein Vergleich mit der Massenformel<sup>3)</sup> zeigt eine erstaunlich gute Übereinstimmung mit einer mittleren Abweichung von wenigen MeV (Abb. 3). Insbesondere bei den Seltenen Erden mit  $90 < N < 110$  liegt die relative Genauigkeit bei  $10^{-5}$  oder besser, d. h. bei Massen von rund  $150 \text{ GeV}/c^2$  ist der Fehler kleiner als  $1 \text{ MeV}/c^2$ . Allerdings zeigt die Abbildung auch sofort die Schwächen der Massenformel, denn sie berücksichtigt nicht die Schalenstruktur des Atomkerns mit den magischen Neutronen- und Protonenzahlen 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126. Genau bei diesen Zahlen sind die Abweichungen maximal. Neuere Massenformeln berücksichtigen die Schalenstruktur, die von Weizsäcker 1935 natürlich noch nicht kannte, und sind von großer Bedeutung, um Massen von Kernen insbesondere fernab der Stabilität vorherzusagen und damit Modelle in der nuklearen Astrophysik zu entwickeln [18]. Mit einer modernen Massenformel (HFB-21)<sup>4)</sup> lässt sich auch die Lage der Neutronen-Abbruchkante („neutron dripline“), d. h. der Stelle in der Nuklidkarte, an der die Bindungsenergie des letzten Neutrons negativ wird, genauer vorhersagen (Abb. 4) [18].

### Massen für die Astrophysik

Wie entstanden die Elemente? Mit dieser fundamentalen Frage der nuklearen Astrophysik hat sich von Weizsäcker in seiner 1937 formulierten Aufbauhypothese beschäftigt [3, 4]. Er berücksichtigte dabei viele der damals neuen Ergebnisse zu den Kernmassen, zur Rolle der Coulomb-Barriere, zum Einfluss von Zerfallsprozessen und den gerade von Wolfgang Pauli vorhergesagten Neutrinos. Darauf aufbauend postulierte von Weizsäcker, dass Kerne leichter als Eisen durch Einfang von Protonen entstanden sein müssten, schwerere Kerne allerdings durch Neutroneneinfang. Die starken Schwankungen in den Häufigkeiten

3) mit  $a_V = -15,65 \text{ MeV}$ ,  $a_O = 17,63 \text{ MeV}$ ,  $a_S = 27,72 \text{ MeV}$ ,  $a_{OS} = -25,60 \text{ MeV}$  und  $r_0 = 1,233 \text{ fm}$

4) siehe [www-astro.ulb.ac.be/bruslib/nucdata/hfb21-dat](http://www-astro.ulb.ac.be/bruslib/nucdata/hfb21-dat)

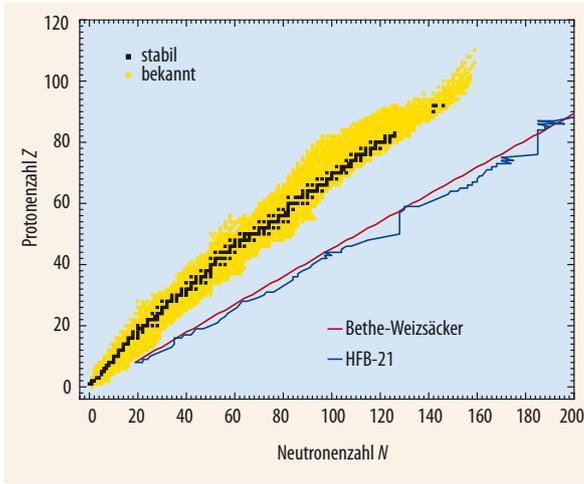


Abb. 4 Während die Massenformel eine lineare Neutronen-Abbruchkante vorhersagt (rot), ist deren Verlauf der modernen Massenformel HFB-21 [18] zufolge deutlich komplizierter (blau).

leichterer Kerne erklärte er mit protoneninduzierten  $\alpha$ -Zerfällen. Heute wissen wir, dass die Schalenstruktur diese Häufigkeitsschwankungen bedingt. Dennoch entspricht unser heutiges Verständnis der Elementsynthese noch in wesentlichen Elementen dem Weizsäcker'schen Bild der Aufbauhypothese. Wie 1956 erstmals zusammengefasst [19], entstanden die leichten Elemente durch eine Vielfalt von Einfangs- und Fusionsprozessen geladener Teilchen [20], die schweren Elemente lassen sich auf den s-Prozess (*slow* neutron capture) im stellaren Helium und Kohlenstoffbrennen [21] sowie den r-Prozess (*rapid* neutron capture) in explosiven Brennprozessen zurückführen [22] (Abb. 5). Die große Bedeutung der Massenformeln liegt darin, dass die sich daraus ergebende Stabilität der Kerne direkt in der beobachteten Häufigkeitsverteilung der Elemente und Isotope widerspiegelt. Die Massenformeln sind deswegen eines der wichtigsten Ingredienzen moderner Rechnungen zur Nukleosynthese, insbesondere für schnelle stellare Brennprozesse, bei denen der

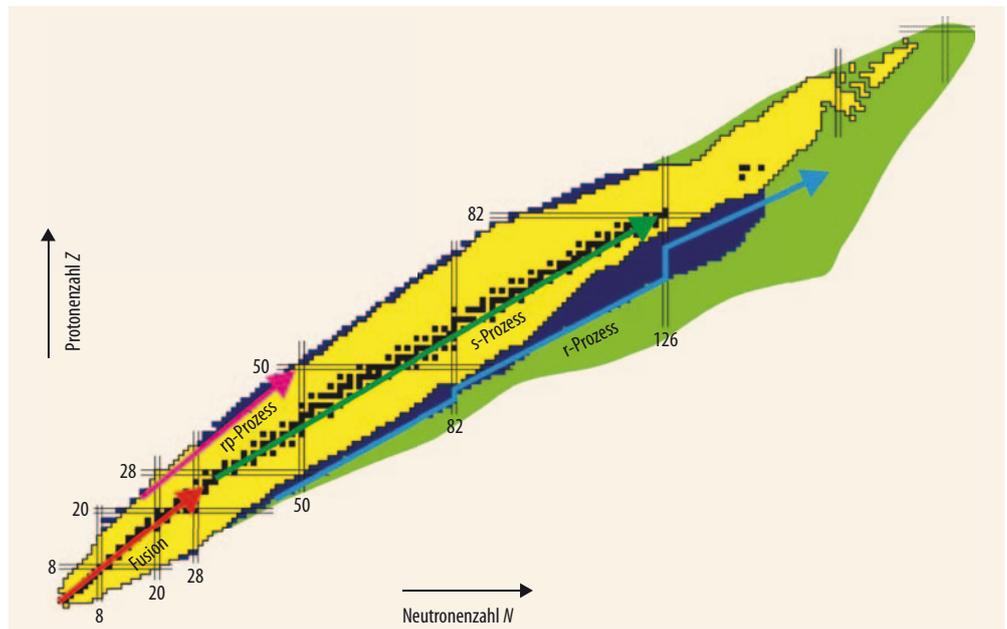
Reaktionspfad fern der Stabilitätslinie verläuft, wo keine experimentellen Daten für Massen oder Bindungsenergien vorliegen.

### Der Bethe-Weizsäcker-Zyklus

Mit dem Bethe-Weizsäcker- oder CNO-Zyklus war erstmals ein Kernreaktionsprozess identifiziert, über den Wasserstoff katalytisch zu Helium fusioniert. Anfangs galt es als wahrscheinlich, dass er für die Energieerzeugung in der Sonne verantwortlich ist. Detaillierte Experimente zu den Wirkungsquerschnitten und Reaktionsraten, primär von Willi Fowler und seinen Mitarbeitern am California Institute for Technology [23], zeigten jedoch, dass dieser Prozess im Wesentlichen das Wasserstoffbrennen massiver Sterne ( $M \geq 1,5 M_{\odot}$ ) bestimmt, während in leichten Sternen ( $M \leq 1,5 M_{\odot}$ ) die Fusionssequenz der pp-Ketten dominiert. Die Kernreaktionen des CNO-Zyklus wurden damit zu einem wichtigen Mittel, um die Lebensdauer massiver Sterne und die durch die CNO-Häufigkeitsverteilung bestimmten Bedingungen der nachfolgenden Sternentwicklung festzulegen [24]. Die Messungen zeigten, dass die Reaktion  $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$  die langsamste im Zyklus ist und damit die Zeitskala für Energieproduktion und Nukleosynthese der CNO-Isotope bestimmt.

In den folgenden Jahrzehnten dienten sorgfältige Messungen aller CNO-Reaktionen dazu, die damit verbundenen Unsicherheiten zu reduzieren. Sie zeigten zudem, dass es sich nicht um einen einzigen Zyklus handelt, sondern um eine Vielfalt ineinander greifender Zyklen, die durch eine Reihe von  $(p,\gamma)$ -Reaktionen und  $\beta$ -Zerfällen an CNO-Isotopen bestimmt, aber jeweils durch  $(p,\alpha)$ -Reaktionen geschlossen werden (Abb. 6). Dieser sog. Multizyklus reflektiert in gewissem Sinne die von Weizsäcker'sche Vorstellung von der Rolle des protoneninduzierten  $\alpha$ -Zerfalls in seiner Auf-

Abb. 5 Heute sind rund 3000 stabile (schwarz) und instabile (gelb) Nuklide bekannt. Während Experimente mit beschleunigten radioaktiven Kernen in den nächsten Jahren Zugang zu weiteren Nukliden versprechen (dunkelblau), existieren für die „terra incognita“ (grün) nur theoretische Vorhersagen. Die wichtigsten Prozesse zur Elementsynthese sind die Fusion von leichten Kernen (roter Pfeil), der s-Prozess (grün) sowie der r-Prozess (blau) in neutronenreichen Bereichen, dessen Verlauf durch die Massen bzw. Neutronenbindungsenergien der Kerne entlang des Reaktionspfades bestimmt ist. Zu den Fusionsprozessen gehört auch der Bethe-Weizsäcker-Zyklus, an den sich bei sehr hohen Temperaturen der rp-Prozess entlang der Protonen-Abbruchkante anschließt.



bausynthese der Elemente. Die neuen Messungen erlaubten es dank immer besserer Experimente auch, aus der Analyse des Hertzsprung-Russel-Diagramms von Kugelsternhaufen das Alter des Universums immer genauer zu bestimmen [25]. Die Analyse von Neutrinos aus dem CNO-Zyklus trägt auch zu neuen und unabhängigen Ergebnissen zur Metallizität des Sonneninneren bei [26]. Um die Genauigkeit von CNO-Reaktionsraten für die Interpretation solcher Beobachtungsdaten zu verfeinern, ist es jedoch notwendig, die kernphysikalischen Wirkungsquerschnitte bei den in Sternen relevanten Energien erheblich besser zu kennen. Diese sehr kleinen Reaktionsraten lassen sich hintergrundfrei in mehr als 2000 Meter tiefen Untergrundlaboratorien messen, da dort die kosmische Strahlung weitgehend abgeschirmt ist [27]. Anschließend erlauben theoretische Modelle die Extrapolation der Messergebnisse bis zu den stellaren Energien [25].

Die CNO-Zyklen spielen jedoch auch eine erhebliche Rolle im explosiven Wasserstoffbrennen. Dieses findet vorwiegend in engen Doppelsternsystemen statt, in denen ein Partner sich entweder zum Weißen Zwerg oder zum Neutronenstern entwickelt hat und durch die Gravitationsanziehung Material aus der Atmosphäre des Nachbarsterns akkretiert. Aufgrund der hohen Dichte an der Oberfläche des Weißen Zwergs oder Neutronensterns entzündet sich das akkretierende Material, das gemäß der Elementverteilung in Sternatmosphären hauptsächlich aus Wasserstoff, Helium, Kohlenstoff und Sauerstoff besteht, unter entarteten Bedingungen. Die dabei frei werdende Energie erhitzt das Material rapide bei gleichbleibender Dichte. Dadurch steigen die Reaktionsraten exponentiell an, und der klassische CNO-Zyklus wandelt sich zum heißen CNO-Zyklus, der Energie innerhalb von Minuten freisetzt. Dieses Phänomen nennen Astronomen Nova bzw. X-Ray Burst bei Neutronensternen.

Der heiße CNO-Zyklus ist dadurch charakterisiert, dass Protoneneinfang an den radioaktiven Isotopen  $^{13}\text{N}$ ,  $^{17}\text{F}$  und  $^{18}\text{F}$  schneller stattfindet als deren  $\beta$ -Zerfall [28]. Unter diesen Bedingungen bestimmen nicht die temperaturabhängigen Kernreaktionen, sondern der temperaturunabhängige  $\beta$ -Zerfall der Kerne  $^{14}\text{O}$ ,  $^{15}\text{O}$  und  $^{18}\text{Ne}$  die Zeitskala für die Energieerzeugung. Letztere können keine Protonen einfangen, da die Reaktionsprodukte  $^{15}\text{F}$ ,  $^{16}\text{F}$  und  $^{19}\text{Na}$  protonenungebundene Kerne sind, was einen sofortigen Zurückzerfall in den Protonenkanal zur Folge hätte [28]. Der Vergleich der Zerfallsraten mit den Protoneneinfangsraten an den radioaktiven Kernen definiert die Bedingungen, bei denen am meisten Energie produziert wird, sowie die Häufigkeit der radioaktiven Isotope  $^{14}\text{O}$ ,  $^{15}\text{O}$  und  $^{18}\text{Ne}$ . Deren Zerfallswärme trägt wesentlich zur Energieproduktion und durch den Strahlungsdruck zur eigentlichen Explosion bei. Neue Experimente mit beschleunigten radioaktiven Teilchen erlauben es, diese Reaktionen des heißen CNO-Zyklus zu messen. Dies ist bislang in Louvain la Neuve, am HRIBF in Oak Ridge und am ISAC bei TRIUMF in Vancouver gelungen [25].

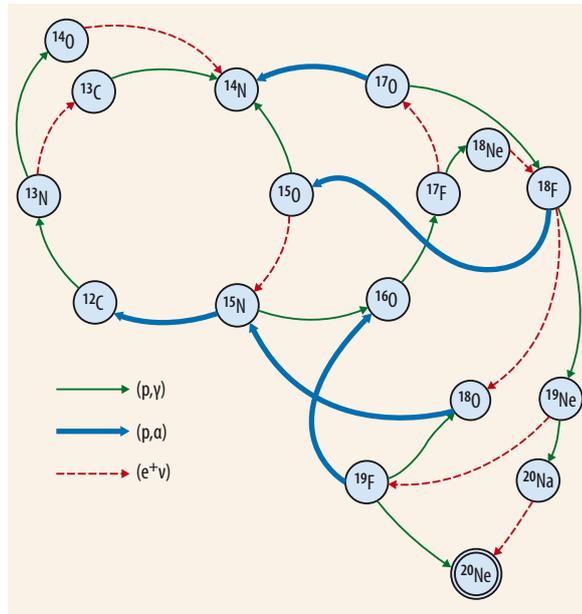


Abb. 6 Der CNO-Multizyklus besteht aus einer Sequenz ineinander übergreifender Zyklen, die die Verteilung und Häufigkeit der beitragenden Isotope bestimmen. Die auf der elektromagnetischen Wechselwirkung beruhenden (p,γ)-Protoneneinfangreaktionen an  $^{15}\text{N}$ ,  $^{17}\text{O}$ ,  $^{18}\text{O}$  und  $^{19}\text{F}$  sind zwei bis drei Größenordnungen schwächer als die auf der starken Wechselwirkung beruhenden (p,α)-Reaktionen an diesen Kernen. Trotzdem ermöglichen diese Prozesse einen schwachen Reaktionsfluss aus den geschlossenen Einzelzyklen und damit eine Umverteilung der Isotopenhäufigkeiten bis zur Masse 20 über die lange Lebensdauer des Wasserstoffbrennens in Sternen. Die  $^{19}\text{F}(p,\gamma)^{20}\text{Ne}$ -Reaktion ist jedoch zu schwach, um einen merklichen Abfluss von Material zu höheren Massen jenseits von Neon und Natrium zu erlauben.

Allerdings ist der Multizyklus nicht immer geschlossen. Wenn die Temperatur im explosiven Wasserstoffbrennen 400 Millionen Kelvin übersteigt, können  $\alpha$ -Einfangsreaktionen mit den  $\beta$ -Zerfällen des CNO-Zyklus konkurrieren. Damit erzeugen Reaktionen wie  $^{15}\text{O}(\alpha,\gamma)^{19}\text{Ne}$  und  $^{18}\text{Ne}(\alpha,p)^{21}\text{Na}$  Isotope mit höherer Masse [28]. An diese Reaktionen schließt sich eine Folge von  $\alpha$ - und Protoneneinfangsreaktionen an, die als  $\alpha p$ - und  $\alpha p$ -Prozess bezeichnet werden und die im Wesentlichen die Energiefreisetzung in den X-Ray Bursts bewirken [29]. Der  $\alpha p$ -Prozess findet entlang der Protonenstabilitätsgrenze statt und endet im Massenbereich 100 mit dem durch  $\alpha$ -ungebundene Tellurium-Isotope bedingten SnSbTe-Zyklus (Abb. 5) [30].

Die Identifizierung des SnSbTe-Zyklus reflektiert wieder die frühe Vorstellung von Weizsäckers von der Elementsynthese durch eine Reihe sich aufeinander aufbauender protoneninduzierter Reaktionszyklen, die durch  $\alpha$ -Zerfall geschlossen waren. Wenn sich auch dieses Bild nicht ganz erhalten hat, so sind doch Elemente davon, vom CNO- zum NeNa-, MgAl-Zyklus bis zum SnSbTe-Zyklus als bestimmende Elemente im explosiven Wasserstoffbrennen geblieben.

Der Bethe-Weizsäcker-Zyklus sowie die Weizsäcker-Massformel haben bleibende Bedeutung für die Kernphysik sowie die Kernastrophysik. Beide Gesetzmäßigkeiten sind phänomenologisch aus den wenigen Beobachtungen abgeleitet worden, die in den

dreißiger Jahren zu den Massen und Häufigkeitsverteilungen der Nuklide vorlagen. Dass von Weizsäcker die Zusammenhänge erkannt und durch jeweils einen einheitlichen Mechanismus, die Massenformel und die Aufbauhypothese, erklären wollte, zeigt seine Vision und Vorstellungskraft. Die von Weizsäckersche Massenformel gilt noch heute unter Rücksichtnahme mikroskopischer Korrekturen weitgehend, von der Aufbauhypothese bleibt der Bethe-Weizsäcker-Zyklus von zentraler Bedeutung für unser Verständnis vom Brennen der Sterne.

\*

Die Autoren danken Dr. David Lunney (CSNSM-IN2P3/CNRS, Université de Paris Sud, Orsay, France) für die Hilfe bei der Erstellung der Abb. 3 und 4.

### Literatur

- [1] vgl. den Nachruf in Physik Journal, Juni 2007, S. 53, sowie zum physikalischen Gesamtwerk: *H. Rechenberg*, Physik Journal, Juni 2002, S. 59
- [2] *C. F. von Weizsäcker*, Zeitschrift für Physik **96**, 431 (1935)
- [3] *C. F. von Weizsäcker*, Die Atomkerne, Akademische Verlagsgesellschaft, Leipzig (1937)
- [4] *C. F. von Weizsäcker*, Physikalische Zeitschrift **38**, 176 (1937)
- [5] *C. F. von Weizsäcker*, Physikalische Zeitschrift **39**, 633 (1938)
- [6] *H. A. Bethe*, Phys. Rev. **55**, 434 (1939)
- [7] *S. Chandrasekhar*, *G. Gamow*, *M. A. Tuve*, Nature **141**, 982 (1938); *G. Gamow*, The Birth and Death of the Sun, Viking Press, New York (1940), S. 111 und *H. Kragh*, Cosmology and Controversy, Princeton University Press, Princeton, 2. Auflage (1999), S. 94
- [8] *S. Chandrasekhar*, Introduction to the Study of Stellar Structure, University of Chicago Press 1939, Dover 1957, S. 486
- [9] *H. A. Bethe*, *R. E. Marshak*, Rep. Progr. Phys. **6**, 1 (1939)
- [10] *H. A. Bethe*, *C. L. Critchfield*, Phys. Rev. **15**, 248 (1938)
- [11] *S. S. Schweber* in: Hans Bethe and his Physics, hrsg. von *G.E. Brown* und *C.-E. Lee*, World Scientific, Singapore (2006), S. 131
- [12] *E. E. Salpeter*, Annual Review of Nuclear Science **2**, 41 (1953)
- [13] *W. D. Myers*, *W. J. Swiatecki*, Nuclear Physics **81**, 1 (1966)
- [14] *D. Lunney*, *J. M. Pearson*, *C. Thibault*, Rev. Mod. Phys. **75**, 1021 (2003)
- [15] *K. Blaum*, Physics Reports **425**, 1 (2006)
- [16] *B. Franzke*, *H. Geissel*, *G. Münzenberg*, Mass Spectrometry Review **27**, 428 (2008)
- [17] *G. Audi*, private Mitteilungen; Aktualisierung der AME2003, siehe: *G. Audi* et al., Nuclear Physics A **729**, 3 (2003)
- [18] *S. Goriely*, *N. Chamel*, *J. M. Pearson*, Phys. Rev. C **82**, 035804 (2010)

- [19] *E. M. Burbidge*, *G. R. Burbidge*, *W. A. Fowler*, *F. Hoyle*, Rev. Mod. Phys. **29**, 547 (1956)
- [20] *M. Wiescher*, *K. Langanke*, *F. Käppeler*, Annual Review of Astronomy and Astrophysics **50**, 166 (2012)
- [21] *F. Käppeler*, *R. Gallino*, *S. Bisterzo*, *W. Aoki*, Rev. Mod. Phys. **83**, 157 (2011)
- [22] *J. J. Cowan*, *F.-K. Thielemann*, *J. W. Truran*, Physics Report **208**, 267 (1991)
- [23] *W. A. Fowler*, Memoires of the Societe Royale des Sciences de Liege **1**, 88 (1954)
- [24] *G. R. Caughlan*, *W. A. Fowler*, ApJ **136**, 453 (1964)
- [25] *M. Wiescher* et al., Annual Review of Nuclear and Particle Science **60**, 381 (2010)
- [26] *W. Haxton*, *A. M. Serrenelli*, ApJ **687**, 678 (2008)
- [27] *H. Costantini* et al., Rep. Progr. Phys. **72**, 086301 (2009)
- [28] *M. Wiescher*, *J. Görres*, *H. Schatz*, Journal of Physics G **25**, R133 (1999)
- [29] *S. E. Woosley* et al., ApJ Suppl. **151**, 75 (2004)
- [30] *H. Schatz* et al., Phys. Rev. Lett. **86**, 3471 (2001)

### DIE AUTOREN

**Klaus Blaum** (FV Massenspektrometrie sowie Physik der Hadronen und Kerne) hat an der Universität Mainz studiert und 2000 promoviert. Nach einer Postdoc-Zeit als Leiter des ISOLTRAP-Experiments an der GSI und CERN kehrte er 2004 nach Mainz mit einer Helmholtz-Nachwuchsgruppe zurück, wo er 2006 habilitierte. 2007 wurde er als Direktor ans MPI für Kernphysik nach Heidelberg berufen. Für seine Arbeiten hat er zahlreiche Preise erhalten, darunter 2004 den Gustav-Hertz-Preis der DPG und 2012 den Helmholtz-Preis der PTB.



**Michael Wiescher** (FV Physik der Hadronen und Kerne) studierte an der Universität Münster und promovierte dort 1980. Nach mehreren Postdoc-Jahren an der Ohio State University, der Universität Mainz und dem California Institute of Technology wurde er 1986 an die University of Notre Dame berufen, an der er heute als Freimann Chair Professor of Physics das Nuclear Science Laboratory sowie das Joint Institute for Nuclear Astrophysics als Direktor leitet. Für seine Arbeiten erhielt er u. a. 2003 den Hans A. Bethe Preis der American Physical Society.

