

ANGEWANDTE CHEMIE

FORTSETZUNG DER ZEITSCHRIFT »DIE CHEMIE«

HERAUSGEGBEN VON DER GESELLSCHAFT DEUTSCHER CHEMIKER

76. JAHRGANG

NR. 7 · SEITE 281–312

7. APRIL 1964

Die chemische Zusammensetzung der Sterne

VON PROF. DR. A. UNSÖLD

INSTITUT FÜR THEORETISCHE PHYSIK UND STERNWARTE DER UNIVERSITÄT KIEL

Festvortrag auf der GDCh-Hauptversammlung am 11. September 1963 in Heidelberg.

Die Häufigkeiten der Elemente in den direkt beobachtbaren Atmosphärenschichten der Sterne hängen zusammen mit der Energieerzeugung durch Kernprozesse im Inneren der Sterne und mit dem Entwicklungsstadium der Sterne. — Zur quantitativen Analyse eines Sternspektrums berechnet man zunächst mehrere „Modellatmosphären“ mit vorläufigen Zahlenwerten für die effektive Temperatur T_e , die Schwerkraftbeschleunigung g an der Sternoberfläche und die relativen Häufigkeiten der wichtigeren Elemente. Man erhält die Temperaturverteilung aus der Theorie des Strahlungsgleichgewichtes in Verbindung mit der Quantentheorie des kontinuierlichen Absorptionskoeffizienten, die Druckschichtung aus der hydrostatischen Gleichung. Die Berechnung der Fraunhoferschen Linien setzt eine Theorie der Linienabsorptionskoeffizienten und der Linienbreiten voraus. Schließlich werden durch Vergleich der berechneten Spektren mit dem gemessenen Sternspektrum die endgültigen Zahlenwerte für T_e , g und die Häufigkeiten der Elemente in der Sternatmosphäre ermittelt. — Die Hauptsequenzsterne und die heißen Übergiganten, d. h. die Sternpopulation I der Spiralarme und die Population der Milchstraßenscheibe, haben die gleiche chemische Zusammensetzung; diese stimmt überein mit der des interstellaren Mediums. In den alten Population-II-Sternen des galaktischen Halos (Schnellläufer, Subdwarfs) ist dagegen die Häufigkeit aller schweren Elemente relativ zum Wasserstoff reduziert um Faktoren bis zu 200, vielleicht sogar 500 (Urmaterie unserer Milchstraße). In den Heliumsternen ist auch in der Atmosphäre fast aller Wasserstoff in Helium verwandelt, es handelt sich wohl um weitgehend durchmischte Sterne.

I. Einleitung [1]

Die von Kirchhoff und Bunsen 1859 gefundenen Grundgesetze der Spektralanalyse erlaubten die qualitative Identifizierung vieler Elemente in den Atmosphären der Sonne und der Sterne. Darüberhinaus schuf Kirchhoffs Entdeckung der nach ihm benannten Beziehung zwischen Emission und Absorption der Strahlung im thermodynamischen Gleichgewicht eine der wichtigsten

[1] Zur weiteren Einführung in das behandelte Gebiet können folgende Veröffentlichungen dienen:

O. Struve, B. Lynds u. H. Pillans: Astronomie. W. de Gruyter, Berlin 1962.

S. v. Hoerner u. K. Schaifers: Meyers Handbuch über das Weltall. Bibliographisches Institut, Mannheim 1961.

Zusammenfassende Darstellungen mit ausführlichen Literaturangaben:

L. H. Aller: The Abundance of the Elements. Interscience, New York 1961.

E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, W. A. Fowler u. F. Hoyle: Synthesis of the Elements in Stars. Rev. mod. Physics 29, 547 (1957).

Grundlagen für die quantitative Analyse der Spektren. Davon konnte die Astrophysik aber erst fruchtbaren Gebrauch machen, nachdem die Quantentheorie in den zwanziger Jahren tiefere Einsicht in die Zusammenhänge

B. M. Glennon u. W. L. Wiese: Bibliography on Atomic Transition Probabilities. National Bureau of Standards, Washington 1962. Handbuch der Physik. Springer, Heidelberg 1958, Bd. 51, u.a.: E. M. Burbidge u. G. R. Burbidge, Stellar Evolution; H. E. Suess u. H. C. Urey: Die Häufigkeit der Elemente in Planeten und Meteoriten; L. H. Aller, The Abundances of the Elements in the Sun and Stars.

P. W. Merrill: Lines of the Chemical Elements in Astronomical Spectra. Carnegie Institution of Washington, 1956.

J. L. Greenstein: Stellar Atmospheres (Stars and Stellar Systems, Vol. VI). University of Chicago Press, 1960.

G. Traving: Über die Theorie der Druckverbreiterung von Spektrallinien. G. Braun, Karlsruhe 1960.

A. Unsöld: Physik der Sternatmosphären. 2. Aufl., Springer, Heidelberg 1955.

V. Weidemann: The Atmosphere of the White Dwarf van Maanen 2. Astrophys. J. 131, 638 (1960).

V. Weidemann: Effektive Temperatur und Schwerkraftbeschleunigung der Weißen Zwerge. Z. Astrophysik 57, 87 (1963).

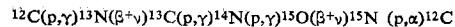
zwischen Atombau und Spektrallinien und damit in Verhalten und Strahlung der Materie unter kosmischen Bedingungen gab.

Mit Sahas Theorie der thermischen Ionisation begann 1920 die moderne Theorie der Sternspektren. In den zwei folgenden Jahrzehnten wurde – anknüpfend an Arbeiten von K. Schwarzschild, Eddington und Russell – die quantitative Analyse kosmischer Spektren entwickelt. Die Ergebnisse, die Häufigkeitsverteilung der chemischen Elemente in den Atmosphären, d.h. den direkt beobachtbaren Schichten, verschiedener Sterne können wir – und das ist das Aufregende – in Zusammenhang bringen mit neueren Vorstellungen über die Energieerzeugung im Sterninneren durch Kernprozesse und dadurch mit den Problemen der Sternentwicklung. Es handelt sich hier zunächst um Kernprozesse und Häufigkeitsverteilung der leichteren Elemente. Aber auch bezüglich der schweren Elemente sprechen immer stärkere Argumente dafür, daß wir von der lange populären Theorie des „Urkalls“ übergehen müssen zur Vorstellung ihrer Entstehung in bestimmten Phasen der Sternentwicklung. So erscheint es angebracht, unserem eigentlichen Thema einige Bemerkungen über die Entwicklung der Sterne und der Milchstraße voranzustellen.

1. Entwicklung der Sterne

Nach unseren heutigen Vorstellungen spielt sich der Lebenslauf eines Sternes etwa folgendermaßen ab: Aus der interstellaren Materie (Dichte ca. 10^{-23} g/cm^3) bilden sich Wolken von mehreren hundert bis tausend Sonnenmassen. Eine solche Wolke zerteilt sich, und durch weitere Kondensation entstehen zahlreiche Sterne, eine sogenannte Sternassoziation oder ein Sternhaufen. Die Entwicklung dieser Sterne verfolgen wir im Hertzsprung-Russell-Diagramm oder – was auf dasselbe herauskommt – im Farben-Helligkeits-Diagramm (Abb. 1). Als Abszisse tragen wir den Spektraltyp (Farbenindex) oder die Temperatur des Sternes auf; als Ordinate nehmen wir seine absolute Helligkeit (bezogen auf eine Entfernung von 10 parsec = 32,6 Lichtjahren) oder seine Leuchtkraft (bezogen auf die Sonne). In diesem Diagramm beginnt ein junger Stern seine Kontraktionsphase rechts als ausgedehnte kühle Masse, die sich bei der Kontraktion erhitzt; der Stern wandert im Diagramm nach links. Die kontrahierenden Sterne sind offenbar ziemlich instabil; es sind die rasch veränderlichen T-Tauri- und RW-Aurigae-Sterne, in deren Atmosphären heftige Eruptionen, sogenannte Flares, und vielleicht sogar Kernprozesse durch hochenergetische Teilchen eine Rolle spielen.

Ein Stern von beispielsweise einer Sonnenmasse hat sich nun nach etwa 20 Millionen Jahren soweit kontrahiert, daß in seinem Inneren bei Temperaturen von ca. $10^7 \text{ }^\circ\text{K}$ die Umwandlung von Wasserstoff in Helium beginnt. Dies geschieht bei den kleineren Sternen (bis wenig über eine Sonnenmasse) durch direkte Fusion, bei den massiveren Sternen mit etwas höheren Zentraltemperaturen durch den von Bethe und v. Weizsäcker 1938 gefundenen Kernreaktionszyklus



unter Einbeziehung von Kohlenstoff und Stickstoff, sozusagen als Katalysatoren. Der Stern befindet sich jetzt auf der Hauptsequenz des Hertzsprung-Russell-Diagramms und bleibt hier in einem quasistationären Zustand, bis ca. 10 % seines Wasserstoffes zu Helium verbrannt sind. Dies dauert bei den kühleren Sternen (Temperatur höchstens etwas über der Sonnenoberfläche) länger als die ganze „Weltgeschichte“ (im astronomischen Sinne, d.h. ca. 10 Milliarden Jahre). Die heißen Sterne dagegen verbrennen ihren Wasserstoff sehr rasch, und die bekannten blauen Sterne im Orion beispielsweise, sind zu einer Zeit entstanden, als etwa unsere ältesten Vorfahren sich anschickten, von den Bäumen herabzusteigen.

Für die weitere Entwicklung eines Sternes, nachdem etwa 10 % seines Wasserstoffes verbraucht sind, ist es nun sehr wesentlich, ob die ausgebrannte Materie in seinem Inneren ständig mit frischer Materie durchmischt wird oder ob sie als ausgebrannter Heliumkern im Innersten verbleibt. Eine Durchmischung der Sternmaterie geschieht nur ausnahmsweise, ein Heliumkern ist die Regel. Dann verlagert sich die Brennzone der energieerzeugenden Kernprozesse im Stern immer weiter nach außen, der Stern bläht sich auf und wird ein roter Riese, rechts oben im Hertzsprung-Russell-Diagramm. Was weiter geschieht, ist im einzelnen noch nicht hinreichend erforscht. Wahrscheinlich übernimmt zunächst bei noch höheren Temperaturen die Bildung schwerer Vierer-

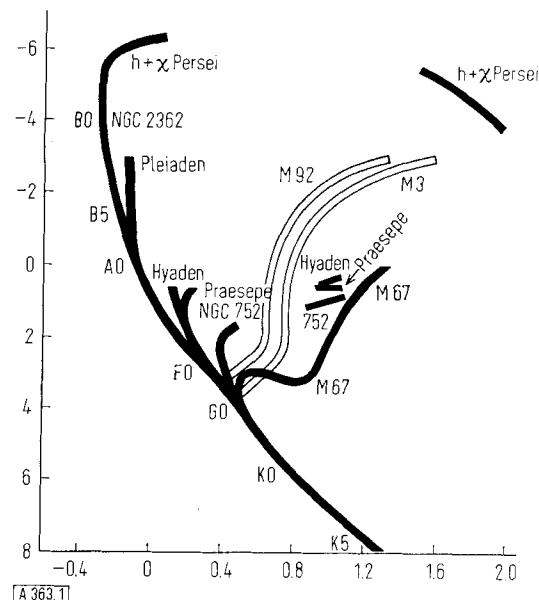


Abb. 1. Farben-Helligkeits-Diagramme oder Hertzsprung-Russell-Diagramme der galaktischen Sternhaufen $h+\chi$ Persei, NGC 2362, Pleiaden, Hyaden, Praesepe, NGC 752, M 67 sowie der Kugelsternhaufen M 92 und M 3 (nach [2]).

Abszisse: Farbenindex B-V.

Ordinate: Absolute visuelle Helligkeit M_V (bezogen auf 10 parsec = 32,6 Lichtjahre Entfernung).

Entlang der Hauptsequenz sind die Spektraltypen S angegeben. Die Stelle, an der das Diagramm eines Haufens von der Hauptsequenz nach rechts abbiegt, charakterisiert sein Alter. Es beträgt nur 3 Millionen Jahre für $h+\chi$ Persei, etwa 10 Milliarden Jahre für die ältesten galaktischen Sternhaufen, wie M 67 und die Kugelsternhaufen (welche zum galaktischen Halo gehören).

[2] H. L. Johnson u. A. R. Sandage, Astrophys. J. 121, 616 (1955).

Kerne ^{12}C , ^{16}O , usw. aus ^4He die Energielieferung. Ir-
gendwann dürften – dafür spricht die Häufigkeitsver-
teilung der schweren Elemente – bei katastrophalen
Vorgängen (Supernovae?) unter Mitwirkung großer
Mengen freier Neutronen auch schwere Elemente ge-
bildet werden. Dabei gibt der Stern einen erheblichen
Teil seiner inzwischen durch Kernprozesse chemisch
veränderten Materie an das interstellare Gas zurück.
Der Rest endet – hier sehen wir wieder deutlicher –
als weißer Zergstern aus entarteter Materie (größten-
teils Helium) von enormer Dichte.

2. Entwicklung der Milchstraße

Die Entwicklung der Sterne spielt sich im größeren
Rahmen des galaktischen Systems ab (Abb. 2). Dieses
begann – wie wir später begründen werden – als eine
fast kugelförmige Wasserstoff-Wolke. Aus dieser ent-
standen die ersten Sterne aus fast reinem Wasserstoff.

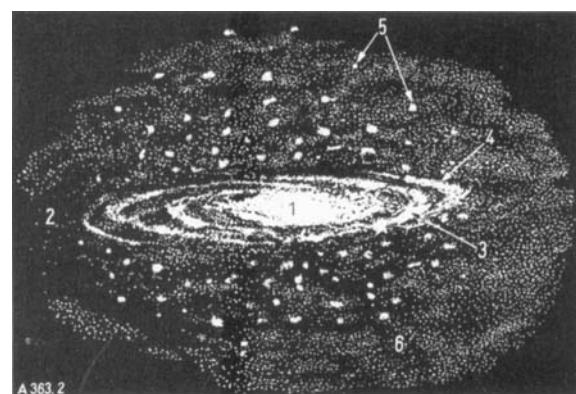


Abb. 2. Struktur und Populationsgruppen der Milchstraße, schematisch (nach [3]).

1: Kern, 2: Scheibe, 3: galaktischer Sternhaufen, 4: Spiralarme,
5: Kugelsternhaufen, 6: Halo.

Diese ältesten Sterne bilden – soweit sie noch existieren – den Halo der Milchstraße; sie umlaufen das galaktische Zentrum auf stark elliptischen Bahnen und geben sich als sogenannte Schnellläufer und Subdwarfs zu erkennen. Schon während der Bildung der ersten Sternengenerationen, wobei immer mehr Wasserstoff in Helium und schwere Elemente verwandelt wurde, entstand – senkrecht zur Rotationsachse der Ur-Milchstraße – die galaktische Scheibe, deren Sterne nun fast kreisförmige Bahnen um das galaktische Zentrum beschreiben. Diese Sterne, zu denen auch unsere Sonne gehört, haben alle praktisch die gleiche chemische Zusammensetzung, die auch mit der des heutigen interstellaren Gases, aus dem sie ja entstanden sind, übereinstimmt. In der galaktischen Scheibe haben sich dann aus dem Gas heraus – dies ist ein sehr schwieriges Problem der Magnetohydrodynamik – die Spiralarme gebildet, und in diesen finden wir u.a. die jungen, sehr massereichen und hellen blauen Sterne (O- und B-Sterne), deren Alter ein bis zehn Millionen Jahre schon aus energetischen Gründen nicht übersteigen kann.

[3] A. Unsöld, Naturwissenschaften 47, 76 (1960).

Wir sehen, daß die verschiedenen Teile unserer Milchstraße mit Sternen verschiedenen Alters und – wie wir vorwegnehmen – verschiedener chemischer Zusammensetzung bevölkert sind. Wir sprechen von verschiedenen Sternpopulationen, von der Halopopulation II, der Scheibenpopulation und der Extremen Population I der Spiralarme. Die Erkennung dieser Populationen durch W. Baade bildete wohl eine der wichtigsten Entdeckungen der neueren Astronomie.

II. Quantitative Analyse der Spektren

1. Beobachtungsdaten; Profile und Äquivalentbreiten der Fraunhofer-Linien

Das Spektrum der Sonne können wir mit sehr großer Dispersion und einem Auflösungsvermögen $\lambda/\Delta\lambda \approx 10^6$ aufnehmen. Die Sternwarten in Utrecht, Ann Arbor (Michigan), Göttingen u.a. haben photometrische Atlanten (Abb. 3) hergestellt, denen die Intensitätsverteilung in den Linien, das Linienprofil, entnommen

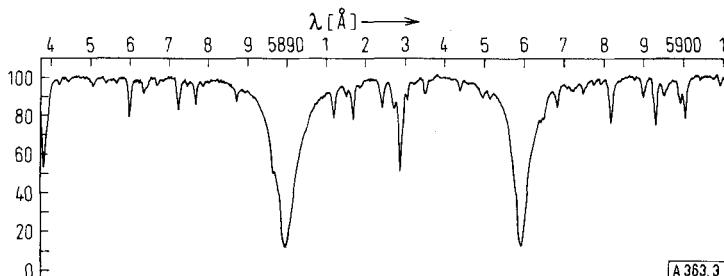


Abb. 3. Utrechter Photometrischer Atlas des Sonnenspektrums. D-Linien des Natriums, $\lambda = 5889,96$ und $5895,93$ Å.

werden kann. Während das Linienprofil aber in empfindlicher Weise vom Trennungsvermögen des Spektrographen abhängt, ist die in der Linie absorbierte Energie davon unabhängig. Es ist daher von Vorteil, besonders bei Sternspektren mit kleinerer Dispersion, die Äquivalentbreite W_λ zu messen (Abb. 4); diese gibt die Breite (in Angström oder Milliangström) eines

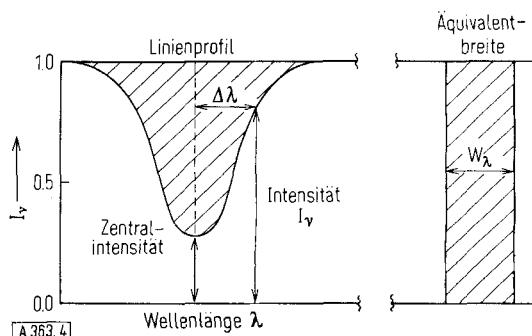


Abb. 4. Profil und Äquivalentbreite W_λ einer Fraunhoferlinie.

rechteckigen Streifens im Spektrum an, dessen Fläche – als Maß der absorbierten Energie – der des Linienprofils gleich ist.

Zur Aufnahme geeigneter Sternspektren reichen die größten Spiegelteleskope und Spektrographen gerade aus. In Deutschland gibt es kein Instrument dieser Art. Dank dem Entgegen-

kommen amerikanischer Kollegen konnte ich die ausgezeichneten Teleskope und Spektrographen der dortigen Sternwarten benutzen. Am 100"-Hooker-Teleskop des Mt. Wilson Observatory in Pasadena, Calif., kann man z. B. die Spektren von Sternen 7-ter Größe (die man also mit bloßem Auge gerade nicht mehr sieht) im photographischen Gebiet ($\lambda = 3200$ bis 4900 \AA) mit 10 \AA/mm , im visuellen Gebiet ($\lambda = 4800$ bis 6800 \AA) mit 15 \AA/mm noch gut bekommen. Vielfach wird es sich auch lohnen, das infrarote Spektralgebiet bis $\lambda \approx 8800 \text{ \AA}$ aufzunehmen. Alle Platten werden selbstverständlich mit Schwärzungsmarken versehen, so daß man – am besten mit einem direkt registrierenden Mikrophotometer – die Profile oder Äquivalentbreiten der Linien messen kann. Eine unserer neueren Arbeiten, die Analyse des A2-Übergiganten α -Cygni durch H. G. Groth, beruht z. B. auf der Vermessung von ca. 800 Linien.

2. Physik der Sternatmosphären

Aus solchen Messungen müssen wir die Parameter ermitteln, welche die Sternatmosphäre charakterisieren. Dies sind die effektive Temperatur T_e , die so definiert ist, daß – entsprechend dem Stefan-Boltzmannschen Strahlungsgesetz – der Strahlungsenergiestrom pro cm^2 der Sternoberfläche $\pi F = \sigma T_e^4$ wird. Weiterhin brauchen wir die Schwerbeschleunigung g [$\text{cm} \cdot \text{sec}^{-2}$] an der Sternoberfläche [4]. Und nicht zuletzt wollen wir die chemische Zusammensetzung der Sternatmosphären, d. h. die Häufigkeitsverteilung der Elemente, ermitteln.

Man überlegt sich leicht, daß T_e , g und die Häufigkeitsverteilung der Elemente den Aufbau, d. h. Temperatur- und Druckverteilung, einer statischen Atmosphäre vollständig bestimmen. Hat man es mit Sternen einheitlicher Zusammensetzung zu tun, so fordert die Theorie des inneren Aufbaus der Sterne weiterhin das Bestehen einer Beziehung zwischen Masse, Leuchtkraft und T_e , die bekannte Masse-Leuchtkraft-Beziehung von Eddington. Wenn eine solche besteht, dann hängen T_e und g auch in einfacher Weise mit den beiden Parametern des Hertzsprung-Russell-Diagramms, nämlich T_e und Leuchtkraft L oder absoluter Helligkeit M_v zusammen. Für Sterne einer bestimmten effektiven Temperatur T_e ist nämlich die Schwerbeschleunigung g in einfacher Weise mit der Masse M und dem Radius R des Sterns verknüpft. Die Leuchtkraft L oder die absolute Helligkeit M_v anderseits hängt dann nur von der Größe des Sterns, d. h. seinem Radius R , ab. Nimmt man noch die Masse-Leuchtkraft-Beziehung hinzu, so kann man, wieder für die Sterne derselben effektiven Temperatur T_e , eine eindeutige Verknüpfung zwischen g und L bzw. M_v berechnen. T_e und g bestimmen also den Ort des Sternes im Hertzsprung-Russell-Diagramm oder – so könnte man auch sagen – seinen Spektraltyp S und seine Leuchtkraftklasse LC. Diese beiden Parameter verwendet man bei der Klassifikation der Sternspektren z. B. nach Morgan und Keenan.

Eine Klassifikation der Sternspektren nach zwei Parametern reicht aber nicht in allen Fällen aus. Neben Unterschieden

[4] Für die Sonne kann man die effektive Temperatur T_e aus der Solarkonstante und die Schwerbeschleunigung aus Masse und Radius direkt berechnen und erhält $T_e = 5780 \text{ ^\circ K}$ und $g = 2,74 \cdot 10^4 \text{ cm} \cdot \text{sec}^{-2}$, d. h. das 28-fache der Schwerbeschleunigung an der Erdoberfläche.

der chemischen Zusammensetzung müssen wir Strömungen (Turbulenz), Magnetfelder, rasche Rotation und vielleicht weitere Parameter berücksichtigen. Alle diese Größen müssen aus demselben Beobachtungsmaterial bestimmt werden.

Die Kompliziertheit der Aufgabe legt eine successive Approximation nahe. Wir fragen zunächst: Was für ein Spektrum (Äquivalentbreiten, Intensitätsverteilung im Kontinuum) würde nach der Theorie eine Atmosphäre mit vorgegebenem T_e , g und bestimmter chemischer Zusammensetzung geben? Wir berechnen, wie man sagt, Modellatmosphären. Dann untersuchen wir, wie die meßbaren Größen, z. B. die W_λ bestimmter Elemente und die Ionisationsstufen, mit den anfangs gewählten Parametern zusammenhängen. Und schließlich verbessern wir diese Parameter so lange, bis eine möglichst gute Übereinstimmung zwischen Modellatmosphären und gemessenem Spektrum erreicht ist. Diese langwierigen Rechnungen werden heute durch elektronische Rechenmaschinen sehr erleichtert.

Die Temperaturverteilung in einer Sternatmosphäre wird durch die Art des Energietransportes bestimmt. Wie K. Schwarzschild 1905 erkannt hat, wird Energie in den Sternatmosphären vorwiegend durch Strahlung transportiert; wir sprechen dann von Strahlungsgleichgewicht. Das mathematische Problem ist einfach, solange der kontinuierliche Absorptionskoeffizient χ frequenzabhängig ist, oder durch einen Mittelwert über das ganze Spektrum – den sogenannten Rosselandschen Opazitätskoeffizienten $\bar{\chi}$ – ersetzt werden kann. Leider reicht aber diese Näherung meist nicht aus und man ist gezwungen, ein System von Differential- oder Integralgleichungen für die verschiedenen Frequenzen zu lösen, die durch eine Integralbeziehung gekoppelt sind, welche die Konstanz des gesamten Strahlungsstromes, d. h. die Erhaltung der Energie ausdrückt.

Zum kontinuierlichen Absorptionskoeffizienten χ tragen mehrere atomare Prozesse (Abb. 5 und 6) bei:

1. Gebunden-Frei- und Frei-Frei-Übergänge der Wasserstoffatome (insbesondere in den heißen Sternen);
2. Gebunden-Frei- und Frei-Frei-Übergänge der negativen Wasserstoff-Ionen H^- (in den kühleren Sternen).

Daneben spielen eine geringere, aber doch nicht vernachlässigbare Rolle die kontinuierliche Absorption des HeI und $HeII$ (in heißen Sternen), sowie der Metalle (kühlere Sterne) und die Streuung des Lichtes an freien Elektronen (Thomson-Streuung; in heißen Sternen) sowie an neutralen Wasserstoffatomen (kühlere Sterne). Über die Kontinua der Moleküle in kühleren Sternen sind unsere Kenntnisse noch ziemlich bescheiden.

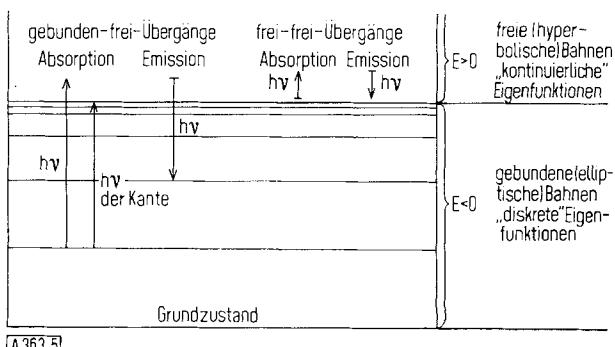


Abb. 5. Entstehung kontinuierlicher Atomspektren. Gebunden-Frei- und Frei-Frei-Übergänge.

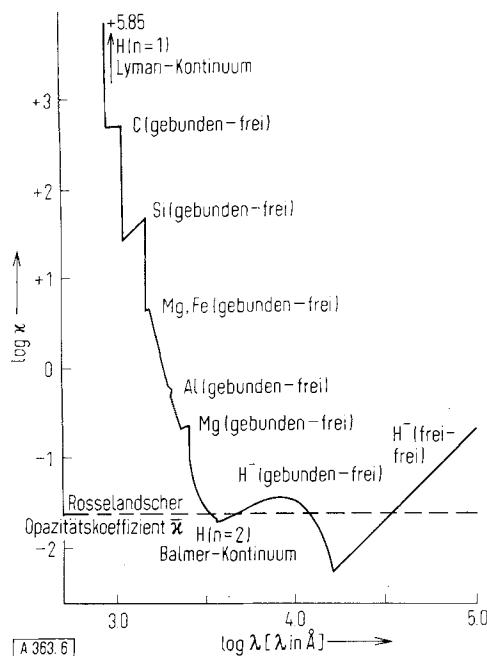
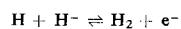


Abb. 6. Kontinuierlicher Absorptionskoeffizient χ pro Gramm Solar-
materie für $T = 5040^{\circ}\text{K}$ ($\Theta = 1$) und $\log P_e = 0,5$ oder $P_e = 3,16$
 dyn/cm^2 (nach [5]).

Wesentlich für die Berechnung des Energietransportes durch Strahlung ist die Art der Koppelung zwischen den Elementarprozessen der Absorption und Emission. Zunächst wird man versuchen, mit dem Kirchhoffsschen Satz auszukommen, d.h. man macht die Hypothese lokalen thermodynamischen Gleichgewichts, obwohl natürlich – streng genommen – das Bestehen eines Strahlungsstromes mit thermischem Gleichgewicht nicht verträglich ist. Zur theoretischen Rechtfertigung dieser Näherung müßte man nachweisen, daß die Relaxationszeiten aller wesentlichen Elementarprozesse hinreichend kurz sind. Dies gelang bis jetzt nur für die in den kühleren Sternen, z.B. der Sonne, vorherrschende H^- -Absorption. Man kann zunächst zeigen, daß trotz Abweichung des Strahlungsfeldes von der Planckschen Formel die Elektronen und die schweren Teilchen eine Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung haben, die wir zur Definition der „lokalen Temperatur“ verwenden. Negative Wasserstoff-Ionen entstehen vorwiegend durch den Prozeß des „associative detachment“ (Dalgarno, Pagel):



Die trotz ihrer geringen Konzentration wichtigen H_2 -Moleküle endlich werden durch Dreierstöße der zahlreichen H-Atome gebildet. Dadurch ist das lokale thermodynamische Gleichgewicht gewährleistet.

Ähnliche theoretische Betrachtungen kann man für die Ionisation der Atome anstellen. Hinsichtlich der Besetzungs-
zahlen angeregter Zustände relativ zum Grundzustand da-
gegen müssen wir uns zur Zeit noch im wesentlichen damit
begnügen, die Annahme lokalen thermodynamischen Gleich-
gewichtes an Hand der Beobachtungen zu verifizieren.

Neben dem Energietransport durch Strahlung spielt in den etwas tieferen Schichten der kühleren Sternatmosphären eine wichtige Rolle der Energietransport durch Konvektion. Diese entsteht dort, wo der ato-

mare Wasserstoff gerade teilweise ionisiert ist. Steigt in dieser Wasserstoff-Konvektionszone, z.B. der Sonnenatmosphäre, ein Volumenelement in kühleren Schichten auf, so rekombiniert der Wasserstoff: $\text{H}^+ + \text{e}^- \rightarrow \text{H}$; die Rekombinationswärme (die ca. $25 \text{ k}\cdot\text{T}$ entspricht!) wird frei, so daß die Temperatur des Volumenelementes über der Umgebung bleibt. Es steigt also – wie ein Warmluftballon – weiter auf und eine Konvektionsströmung wird in Gang gesetzt. Diese Wasserstoff-Konvektionszone ist übrigens letztes Endes die Ursache nicht nur der Granulation der Sonnenoberfläche, sondern auch der Sonnenflecken, der Phänomene der Sonnenaktivität und damit der superthermischen Erscheinungen (Radiofrequenzstrahlung, Ultrastrahlung) der „gestörten Sonne“.

Von den höheren Schichten der Konvektionszone aus wird ein kleiner Teil des Energiestroms der Sonne in Form von Schall-, Stoß- und anderen Wellen nach außen weitergegeben. Hier kann – wegen der geringen Dichte der Materie – die dissipierte Energie nicht mehr abgestrahlt werden. So kommt es zur Aufheizung der Sonnenkorona auf die enorme Temperatur von ca. 1 Million Grad. Ähnliche Vorgänge dürften in den äußersten Schichten auch anderer kühler Sterne von Bedeutung sein.

In den Übergiganten hoher Temperatur (z.B. α Cygni, 55 Cygni) finden wir weiterhin Energietransport durch irreguläre Schwingungen des ganzen Sternes, die in der Sternatmosphäre mehr oder weniger den Charakter von Stoßwellen annehmen.

Die Strömungen in den Sternatmosphären sind für uns wichtig, weniger durch ihren Beitrag zum Energietransport als durch ihren direkten Einfluß auf das Linienspektrum, wie wir noch sehen werden.

Viel einfacher als die Berechnung der Temperaturverteilung ist die der Druckverteilung. Die Zunahme des Gasdruckes P mit der Tiefe t in der Atmosphäre können wir meist berechnen nach der hydrostatischen Gleichung

$$dP/dt = g \cdot \rho$$

wobei ρ die Dichte und g wieder die Schwerebeschleunigung ist. In heißen Sternen müssen wir neben dem Gasdruck den Strahlungsdruck berücksichtigen. Bei manchen Sternen spielt der dynamische Druck turbulenter Strömungen eine Rolle. In den Sonnenflecken und den Ap-Sternen mit ihren Magnetfeldern von mehreren tausend Gauß müssen auch deren Kräfte berücksichtigt werden.

Ein wichtiges Hilfsmittel zur Berechnung von Modellen für Sternatmosphären sind ausführliche Tabellen, welche für verschiedene Elementmischungen z.B. den Gasdruck P_g , das mittlere Molekulargewicht pro Teilchen μ , die kontinuierlichen Absorptionskoeffizienten χ für zahlreiche Frequenzen und ihren Rosselandschen Mittelwert $\bar{\chi}$, die spezifischen Wärmen c_p und c_v sowie andere thermodynamische Größen mit der Temperatur T und dem Elektronendruck P_e als Argument darstellen.

3. Quantitative Theorie der Fraunhofer-Linien

In praxi kann man das Problem des Energietransportes durch Strahlung auch an Hand der Spektrallinien weitgehend unter der Annahme lokalen thermodynamischen Gleichgewichtes, d.h. durch Anwendung

[5] G. Bode, Dissertation, Universität Kiel 1964.

des Kirchhoffschen Satzes, behandeln. Gerade die enorme Mannigfaltigkeit der möglichen Elementarprozesse – denken wir etwa an das dichte Termschema des Eisenatoms – begünstigt sehr die Annäherung an den Grenzfall lokalen thermodynamischen Gleichgewichtes. Die explizite Rechtfertigung dieser Annahme anderseits durch kinetische Rechnungen ist so kompliziert, daß die Bemühungen der Theoretiker trotz großen Rechenaufwandes noch zu wenig greifbaren Ergebnissen geführt haben.

Die Intensität I_ν der Strahlung bei der Frequenz ν in einer Linie, die z. B. von der Mitte der Sonnenscheibe emittiert wird, können wir folgendermaßen berechnen: Die Strahlungsemision in einer Schicht der Dicke dt in der Tiefe ist proportional der Kirchhoff-Planck-Funktion $B_\nu(T)$ für die dort herrschende lokale Temperatur T und proportional dem Absorptionskoeffizienten, der sich aus einem kontinuierlichen Anteil x und dem Linienabsorptionskoeffizienten χ_ν bei der Frequenz ν zusammensetzt. Bis zu ihrem Austritt aus der Sternatmosphäre wird die emittierte Strahlungsintensität $(x + \chi_\nu) B_\nu(T) dt$ geschwächt um einen Absorptionsfaktor $e^{-\tau_\nu}$, wo $\tau_\nu = \int (x + \chi_\nu) dt$ die sogenannte optische Tiefe (für kontinuierliche Absorption plus Linienabsorption) bedeutet. So erhält man schließlich für die beobachtete und z. B. im Utrechter Photometrischen Atlas dargestellte Intensitätsverteilung I_ν in einer Fraunhoferschen Absorptionslinie die wichtige Beziehung

$$I_\nu = \int_0^\infty B_\nu[T(\tau_\nu)] e^{-\tau_\nu} d\tau_\nu$$

Das reine Kontinuum, von dem ja die Messung ausgeht, ergibt sich einfach durch Weglassen des Linienabsorptionskoeffizienten χ_ν . Unsere Formel zeigt, daß das Kontinuum und die „Flügel“ der Linien bei gleicher Tiefenabhängigkeit von x und χ_ν in der Hauptsache in einer optischen Tiefe $\tau_\nu \approx 1$ entstehen. Auf der Sonne nimmt jedoch für die das Spektrum beherrschenden neutralen Metalle [FeI, TiI...] die Konzentration der Atome mit wachsender Tiefe in der Atmosphäre wegen der verstärkten Ionisation so rasch ab, daß der „Schwerpunkt“ für die Bildung ihrer Linien schon bei einer optischen Tiefe von 0,05 bis 0,1 liegt.

Nicht ganz so einfach ist die Berechnung des Linienabsorptionskoeffizienten χ_ν – etwa pro Atom des Elementes – in Abhängigkeit von Temperatur T , Elektronendruck P_e oder Gasdruck P_g und vom Abstand von der Linienmitte $\Delta\nu$ in Frequenzeinheiten oder

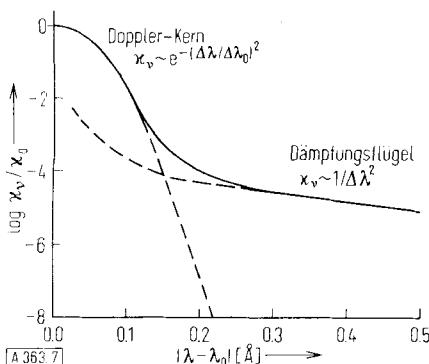


Abb. 7. Linienabsorptionskoeffizient χ_ν (bezogen auf χ_0 für die Linienmitte). Dopplerkern und Dämpfungsflügel der Na-D-Linien berechnet für $T = 5700^\circ K$ und reine Strahlungsdämpfung.

$\Delta\lambda$ in Wellenlängeneinheiten. Zum Linienabsorptionskoeffizienten tragen folgende Effekte (Abb. 7) bei:

1. Dopplereffekt durch thermische Geschwindigkeiten und turbulente Strömungen. Die thermischen Geschwindigkeiten, z. B. der Fe-Atome in der Sonnenatmosphäre ($T \approx 5700^\circ K$), betragen 1,3 km/sec, was z. B. für die Linie $\lambda = 3860 \text{ Å}$ einer Dopplerbreite $\Delta\lambda_D = 0,017 \text{ Å}$ entspricht. Entsprechend der Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung der Atome ist die Dopplerverteilung des Linienabsorptionskoeffizienten $\chi_\nu \sim \exp(-(\Delta\lambda/\Delta\lambda_D)^2)$. Die turbulenten Strömungen bedingen meist ähnliche Geschwindigkeiten.

2. Dämpfung. Hier haben wir auf jeden Fall die Strahlungsdämpfung und dazu – bei etwas höheren Drücken – die Stoßdämpfung. In beiden Fällen handelt es sich darum, daß – in der Sprache der klassischen Theorie – ein vom Atom ausgesandter Wellenzug eine begrenzte zeitliche Länge und daher eine bestimmte Frequenzbreite erhält, wegen der Ausstrahlung der Atome selbst und eventuell außerdem wegen ihrer Störung durch Zusammenstöße mit anderen Teilchen. Ist das Gas vorwiegend ionisiert, so überwiegen vielfach die Stöße durch freie Elektronen; in kühleren Sternen überwiegen meist verbreiternde Stöße durch neutrale H-Atome. Die eigentliche Dämpfungsbreite ist zwar stets wesentlich kleiner als die Dopplerbreite, aber der Absorptionskoeffizient fällt bei Dämpfung in den Linienflügeln nur mit $1/(\Delta\lambda)^2$ ($\Delta\lambda$ = Abstand von der Linienmitte) ab und gewinnt daher in den Linienflügeln stets die Oberhand (Abb. 7).

Der Absolutbetrag der Absorptionskoeffizienten ist stets normiert durch die quantentheoretische Relation

$$\int \chi_\nu d\nu = (\pi e^2 / mc) \cdot N \cdot f$$

Dabei bedeuten e und m die Ladung und Masse des Elektrons, c die Lichtgeschwindigkeit, N die Anzahl der Atome in dem absorbierenden Quantenzustand und f die Oszillatorenstärke. Die hier verwendeten Oszillatorenstärken f sind proportional den bekannten Einsteinschen Übergangswahrscheinlichkeiten. Da man aus der Analyse eines Spektrums die gewünschten Atomzahlen N also immer nur in der Verbindung $N \cdot f$ erhalten kann, ist die Beschaffung genauer Oszillatorenstärken eines der wichtigsten und schwierigsten Anliegen des Astrophysikers.

- Für Wasserstoff und HeII kann man die f -Werte quantentheoretisch exakt berechnen.
- Für einigermaßen wasserstoffähnliche Spektren (insbesondere Systeme mit 1, 2 oder 3 Leuchtelektronen) haben Bates und Damgaard ein sehr zweckmäßiges Näherungsverfahren entwickelt.
- Für die Spektren der Atome oder Ionen mit mehreren Außenelektronen, die sogenannten Komplexspektren, kann man zunächst Relativmessungen in Emission (z. B. Lichtbogen oder Kingscher Ofen) oder Absorption (Kingscher Ofen) machen. Die Hauptschwierigkeit liegt in der Absolutmessung der f -Werte für wenige ausgewählte Linien des Atoms oder Ions; hier kommt es darauf an, die Zahl der absorbierenden oder emittierenden Atome irgendwie direkt zu messen. Man kann z. B.

in den elektrischen Ofen ein zugeschmolzenes Absorptionsgefäß aus Quarz bringen, in dem sich – der Temperatur entsprechend – ein bestimmter Dampfdruck des zu untersuchenden Metalles einstellt. Atomzahlen sind auch im Lichtbogen und im Atomstrahl bestimmt worden. In neuester Zeit ist es sogar gelungen, die Abklingkonstanten einzelner Atomzustände und damit also Übergangswahrscheinlichkeiten elektronisch direkt zu messen. Es ist zu hoffen, daß diese Methode – bei der eine Bestimmung von Teilchenzahlen nicht mehr nötig ist – auch das wichtige und bis jetzt experimentell noch ganz unzugängliche Gebiet der Übergangswahrscheinlichkeiten ionisierter Atome erschließen wird.

Nun wollen wir sehen, wie das Profil oder die Äquivalentbreite W_λ einer Fraunhoferlinie anwächst, wenn wir die Konzentration der erzeugenden Atome N oder deren Produkt mit f und dem stets mit eingehenden statistischen Gewicht g des unteren Atomzustandes vergrößern (Abb. 8). Der Absorptionskoeffizient ist dabei – wie gesagt – im inneren Teil der Linien bestimmt

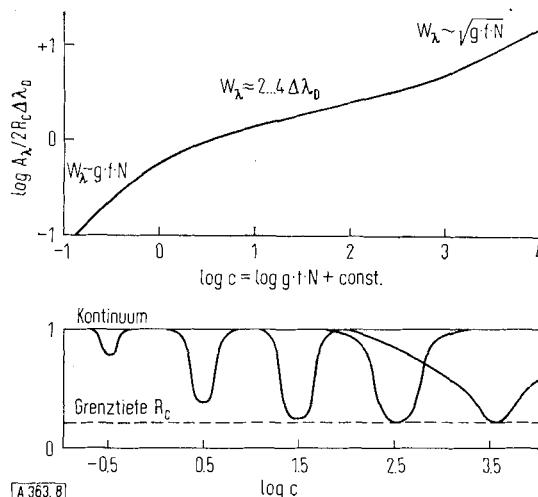


Abb. 8. Wachstumskurve. Die Äquivalentbreite W_λ – bezogen auf einen Streifen der zweifachen Dopplerbreite $\Delta\lambda_D$ und der Grenztiefe R_c – ist aufgetragen als Funktion der Konzentration der absorbierenden Atome, d. h. von $\log(g \cdot f \cdot N) + \text{const.}$

Es wurde angenommen, daß die Tiefenabhängigkeit von kontinuierlicher Absorption und Linienabsorption in der Atmosphäre die gleiche ist und daß die Dämpfungsbreite gleich $1/30$ der Dopplerbreite ist.

Die Linienprofile (unten) veranschaulichen die Entstehung der Wachstumskurve.

durch den Dopplereffekt, weiter außen schließen sich die Dämpfungsflügel an, deren Dämpfungskonstante durch Strahlungs- plus Stoßdämpfung bestimmt ist. Wir erhalten so die für die Auswertung der Sternspektren sehr wichtige Wachstumskurve. Die schwachen Linien spiegeln einfach die Doppler-Verteilung des Absorptionskoeffizienten im Linienkern $\alpha_v \sim \exp(-(\Delta\lambda/\Delta\lambda_D)^2)$ wieder und es gilt offensichtlich $W_\lambda \sim g \cdot f \cdot N$. Mit wachsendem $g \cdot f \cdot N$ erreicht die Linienmitte eine maximale Tiefe R_c , die dadurch bestimmt ist, daß man nur noch Strahlung aus den obersten Schichten erhält, deren Temperatur (nach der Theorie des Strahlungsgleichgewichtes) einem bestimmten Grenzwert zustrebt. Anderseits wird die Linie zunächst wenig breiter, man erhält also verhältnismäßig scharfe, tiefe Linien und einen flachen Verlauf der Wachstumskurve.

Dies ändert sich erst, wenn sich mit weiter zunehmendem $g \cdot f \cdot N$ die Dämpfungsflügel bilden. Dort ist der Linieneabsorptionskoeffizient $\alpha_v \sim g \cdot f \cdot N \cdot \gamma / (\Delta\lambda)^2$. Daraus folgt, daß die Breite der Linie bei einer bestimmten Einsenkung und damit auch die Äquivalentbreite W_λ wieder rascher, nämlich $\sim \sqrt{g \cdot f \cdot N \cdot \gamma}$ anwächst. Auf diesem Dämpfungsteil der Wachstumskurve liegen die stärkeren Linien im Sonnenspektrum, z.B. die D-Linien von NaI sowie die H- und K-Linien von CaII. Besonders wichtig sind die Wasserstofflinien. Da diese im elektrischen Feld besonders große lineare Starkeffekt-Aufspaltungen zeigen, erfolgt ihre Verbreiterung in teilweise ionisierten Gasen in der Hauptsache durch den Starkeffekt der statistisch verteilten Ionenfelder. Diese, ursprünglich von Holtsmark entwickelte Theorie ist neuerdings – insbesondere von Griem und Kolb – verfeinert worden durch Berücksichtigung der nichtadiabatischen Effekte, der Stoßdämpfung der Elektronen und durch eine verbesserte Berechnung des Mikrofeldes im Plasma.

III. Häufigkeitsverteilung der Elemente in den Atmosphären verschiedener Sterne

Nachdem wir versucht haben, die Methodik einer quantitativen Analyse der Sternspektren wenigstens in den gröbsten Umrissen darzustellen, wenden wir uns nun den Ergebnissen zu. Die Genauigkeit, mit der ein Element in Sternen verschiedener Temperatur bestimmt werden kann, ist naturgemäß verschieden; es kommt darauf an, durch wieviele Linien es vertreten ist, in welchem Bereich der Wachstumskurve diese liegen und vor allem, wie genau bekannt die Oszillatorenstärken sind. Generell kann man sagen, daß – relativ zum häufigsten Element, dem Wasserstoff – die Linien des Heliums und der leichteren Nichtmetalle wegen der hohen Ionisationsspannungen am besten in den heißen Sternen zu beobachten sind, während sich die Linien der leichter ionisierbaren Metalle in den kühleren Sternen besser erfassen lassen. Die Genauigkeit einer sorgfältigen Bestimmung dürfte etwa $\Delta \log N = \pm 0,3$ entsprechen.

In Tabelle 1 sind Ergebnisse sorgfältiger Spektralanalysen für folgende O- und B-Sterne der Hauptsequenz zusammengestellt (Spektraltyp S und Leuchtkraftklasse LC nach Morgan und Keenan stehen in Klammern): 10 Lacertae (O9 V), τ Scorpis (B0 V), γ Pegasi (B 2,5 V). Die bei der Analyse des Spektrums erhaltene effektive Temperatur T_e und die Schwerebeschleunigung g sind gleichfalls angegeben. Die Tabelle enthält die Logarithmen der Atomzahlen $\log N$, wie üblich bezogen auf $\log N$ für Wasserstoff = 12. He und die leichteren Elemente bis Si oder S sind durch hochangeregte Terme vertreten, deren f-Werte ziemlich genau berechnet werden können (Glennon und Wiese 1962). Die schwereren Elemente sind nur in hohen Ionisationsstufen zu erwarten, die im zugänglichen Spektralgebiet keine Linien haben. Dann folgen in Tabelle 1 die heißen Übergiganten ζ Persei (B1 Ib) und 55 Cygni (B3 Ia) sowie die A-Sterne α Lyrae (A0 V) und α Cygni (A2 Ia). In den beiden letztgenannten Sternen sind die temperaturempfindlichen He-Linien äußerst schwach, also nur unsicher zu bestimmen. Dafür kommen unterhalb 10000 °K die

Tabelle 1. Häufigkeitsverteilung (log N) der Elemente in verschiedenen Sternen. Die Logarithmen der Atomzahlen N wurden auf log N für Wasserstoff = 12 bezogen. Für die „alten“ Sterne γ Serpentis, HD 140283 und den Heliumstern HD 160641 wurde log N außerdem so reduziert, daß die Werte für schwere Elemente direkt vergleichbar sind.

Spektral-typ	O9 V	B0 V	B2,5V	B1 Ib	B3 Ia	A0 V	A2 Ia	G2 V	F6 IV—V	(G)Halo-Subdwarf	(O)He-Stern
Stern	10 Lac	τ Scorpis	γ Peg	ζ Persei	55 Cygni	α Lyr	α Cyg	Sonne	γ Serpentis	HD 140283	HD 160641
Lit.	[6]	[7]	[8,9]	[10]	[11]	[12]	[13]	[14]	[15]	[16]	[17]
T_e [°K]	37 500	32 800	35 000	24 000	27 000	?	9500	9170	5780	6350	5940
log g	4,45	4,45	4,30	4,0	3,6	2,90	4,5	1,13	4,44	4,0	4,6
H	12,00	12,00	12,00	12,00	12,00	12,00	12,00	12,00	12,00	12,24	12,00
He	11,23	11,23	11,04	11,17	11,31	11,18	11,4	11,40			14,32
C	8,37	8,37	7,7	8,58	8,26	8,41		8,03	8,72	8,43	8,67
N	8,37	8,57	8,26	8,01	8,31	8,63	8,8	9,48	7,98		
O	8,77	9,12	8,63	8,63	9,03	8,98	9,3	9,44	8,96	9,07	9,31
Ne	8,72	8,72	8,86	8,73	8,61						
Na						7,3		6,12	6,30	6,06	3,50
Mg	8,22	7,73	8,3	7,95	7,77		7,7	7,74	7,27	7,40	7,74
Al	7,07	6,58	6,4	5,76	6,78		5,7	6,62	6,12	6,20	6,14
Si	7,75	7,95	7,63	7,03	7,97	7,46	8,2	7,77		7,50	7,36
S						7,80	7,48			7,60	5,18
Ca							6,3	6,73	6,16	6,15	5,90
Sc							3,4	3,19		2,82	2,45
Ti							4,8	5,35		4,68	4,28
V							4,0	3,88		3,70	3,23
Cr							5,6	5,77		5,36	4,92
Mn							5,3	5,57		4,90	4,72
Fe							6,5	7,78	6,47	6,57	6,17
Co										4,64	4,21
Ni							7,0	4,82		5,91	6,41
Sr							2,8	3,11		2,60	2,43
Ba										2,10	2,09

Linien der ionisierten und neutralen Metalle in großer Zahl zum Vorschein. Leider können wir mit den ionisierten Metallen noch wenig anfangen, solange nicht mehr brauchbare Absolutmessungen ihrer Oszillatorenstärken vorliegen. α Cygni ist einer der hellsten Übergiganten; seine Leuchtkraft übertrifft die der Sonne etwa um den Faktor 20000.

Für die Sonne (G2 V) haben wir ein unvergleichlich besseres und umfangreicheres Beobachtungsmaterial als für irgendeinen anderen Stern; außerdem sind T_e und g unabhängig schon bekannt. In Tabelle 1 ist rechts – nur für die wichtigeren Elemente – die neueste und wohl genauste Analyse von Goldberg, Müller und Aller angegeben. Für einige Elemente hatte schon früher Weidemann etwa dieselbe Genauigkeit erreicht. Eventuelle Fehler in den f-Absolutwerten treten naturgemäß nicht in Erscheinung. Für kühtere Sterne gibt es noch keine einigermaßen befriedigenden Analysen.

Vergleichen wir die Elementhäufigkeiten in den bis jetzt betrachteten Sternen, die der Astronom als „normal“ bezeichnet, so zeigen sich keine Unterschiede,

[6] G. Traving, Z. Astrophys. 41, 215 (1957).

[7] G. Traving, Z. Astrophys. 36, 1 (1955); 44, 142 (1958).

[8] L. H. Aller, G. Elste u. J. Jugaku, Astrophys. J. Suppl. 3, 1 (1957).

[9] J. Jugaku, Publ. Astron. Soc. Japan 11, 161 (1959).

[10] L. H. Aller u. J. Jugaku, Astrophys. J. Suppl. 4, 109 (1959).

[11] R. Cayrel, Suppl. Ann. Astrophys. Nr. 6 (1958).

[12] L. H. Aller, Astrophys. J. 123, 133 (1955).

[13] K. Hunger, Z. Astrophys. 49, 129 (1960) und frühere Arbeiten. Im Modell für 9500 °K ist T_0 etwas herabgesetzt worden.

[14] H. G. Groth, Z. Astrophys. 51, 206, 231 (1961). Modell 3a: für die erste Ionisationsstufe von Mg und Cr; Modell 3b: Tabellenwerte kursiv.

welche die Fehlergrenzen überschreiten. Und diese Häufigkeitsverteilung stimmt wiederum – soweit man es prüfen kann – mit der des interstellaren Gases und der galaktischen Nebel (z.B. Orionnebel) überein. Die in Tabelle 1 angeführten Sterne gehören teils zur Population I der Spiralarme (10 Lac bis 55 Cyg und α Cyg), teils zur galaktischen Scheibenpopulation (α Lyr, Sonne). Die Analysen bestätigen also die Vorstellung, daß sich diese Sterne aus dem interstellaren Gas gebildet haben und daß sich dessen Zusammensetzung seit der Bildung der galaktischen Scheibe nicht wesentlich geändert hat.

Das wird anders, wenn wir uns in den Bereich der Schnellläufer und der Subdwarfs (Unterzwerge) begeben, also der alten Population-II-Sterne. In dem (F6 IV–V)-Stern γ Serpentis, der relativ zu unserer galaktischen Umgebung eine Raumgeschwindigkeit von 80 km/sec hat – es ist also ein „gemäßigter“ Schnellläufer – zeigt eine genaue Analyse gerade an der Grenze der Meßgenauigkeit, daß alle schweren Elemente, bezogen auf log N für Wasserstoff = 12, im Verhältnis zu den zuerst untersuchten Sternen um log N = 0,24 (d.h. um einen Faktor 1,7) seltener sind. Bei dem wesentlich

[15] V. Weidemann, Z. Astrophys. 36, 101 (1955). $T_0 = 3400$ °K, hauptsächlich Methodik.

[16] L. Goldberg, E. A. Müller u. L. H. Aller, Astrophys. J. Suppl. 5, 1 (1960). $T_0 = 4500$ °K.

[17] W. H. Kegel, Z. Astrophys. 55, 221 (1962).

[18] B. Baschek, Z. Astrophys. 48, 95 (1959). Siehe auch L. H. Aller u. J. L. Greenstein, Astrophys. J. Suppl. 5, 139 (1960), Tabelle auf S. 170.

[19] L. H. Aller in: Colloque International d'Astrophysique, Liège 1953, S. 354. Radialgeschwindigkeit: +100 km/sec; $M_V = -3$. Reduziert auf log N_{He} aus H = 12,00 – 0,60 plus log N_{He} (urspr.) = 11,20; zusammen: 11,61. Über Heliumsterne vgl. A. R. Klemola, Astrophys. J. 134, 130 (1961).

schnelleren Subdwarf HD 140283 (Größe und Temperatur entsprechen etwa der Sonne; die für „normale“ Sterne geschaffene Morgan-Keenan-Klassifikation verliert hier ihren Sinn) sind alle erkennbaren schweren Elemente: C, Na, Mg, Al, Si, Ca, Sc, Ti, Cr, Mn, Fe, Co, Ni, Sr gegenüber der Sonne um den Faktor 200 reduziert; Unterschiede zwischen verschiedenen Elementen sind, innerhalb der Fehlergrenzen, nicht erkennbar. Neuerdings haben *Wallerstein*, *Greenstein*, *Parker* und *Helfer* einige rote Riesensterne (HD 122563, 165195 und 221170) mit wahrscheinlich noch geringeren Häufigkeiten der schweren Elemente relativ zum Wasserstoff gefunden und auch individuelle Unterschiede in der Häufigkeit verschiedener Elemente behauptet.

Dies sind nun also Sterne, die ganz am Anfang der Entwicklung unseres galaktischen Systems entstanden sind. Die Hauptsequenzsterne γ Ser und HD 140283 haben erst einen kleinen Teil des Wasserstoffs in ihrem Innern verbrannt, während die zuletzt genannten roten Riesensterne schon ein Stück im Hertzsprung-Russell-Diagramm weitergewandert sind. Die Analyse des Subdwarfs HD 140283 muß man wohl so interpretieren, daß sich die relative Häufigkeit der schweren Elemente in der interstellaren Materie im Lauf der Entwicklung unseres galaktischen Systems erstaunlich wenig geändert hat. Die Bildung der schweren Elemente muß also zu allen Zeiten in fast denselben Verhältnissen vor sich gegangen sein. Das ist keineswegs selbstverständlich, da verschiedene Gruppen von Elementen durch jeweils andere Kernprozesse erzeugt werden.

Ganz andere höchst interessante Probleme bieten die Heliumsterne. Man kennt nur wenige Exemplare, die – nach den hohen Radialgeschwindigkeiten zu schließen – zur Population II gehören. Die heißen Sterne zeigen nur ganz schwache oder keine Wasserstofflinien, dagegen ein sehr starkes und vollständiges Heliumspektrum. Die Linien der schweren Elemente sind etwa normal. Die quantitative Analyse der Sterns HD 160641 weist auf eine Temperatur von 30000°K . Die Häufigkeitsverteilung der Elemente (Tabelle 1) kann man so deuten, daß im normalen Elementgemisch (z.B. der Sonne) aller Wasserstoff in Helium verwandelt wurde. In der Atmosphäre des ähnlichen, kürzlich von *Klemola* untersuchten Sternes BD + 10° 2179 ist die Häufigkeit des Wasserstoffs relativ zu den schweren Elementen im Vergleich zu normalen Sternen um einen Faktor von etwa 1000 reduziert. Auch hier sind die relativen Häufigkeiten der schweren Elemente ziemlich normal (Sauerstoff ist möglicherweise zu selten). Wahrscheinlich gehört auch der in vieler Hinsicht sehr merkwürdige kühle und veränderliche Stern R Coronae Borealis in diese Gruppe.

Die Entstehung der Heliumsterne haben wir uns wohl so vorzustellen, daß ein alter Stern mit ausgebranntem Heliumkern sein Inneres nach außen kehrte; die dynamischen Ursachen dieser anomalen Entwicklung sind uns noch verborgen.

Das Endstadium der Sternentwicklung, die Weißen Zwerge, ist neuerdings von *Greenstein* und quantitativ von *Weidemann* untersucht worden. Den Schlüssel zum Verständnis ihrer merkwürdigen Spektren bilden die enorme Schwerebeschleunigung von $g \approx 10^8 \text{ cm} \cdot \text{sec}^{-2}$ (man versuche sich vorzustellen, die Beine hätten plötzlich ein Gewicht von 10000 Tonnen zu tragen!) und die große Häufigkeit des Heliums. Ein Teil der Sterne zeigt fast nur Heliumlinien. Daß eine andere Gruppe fast nur die sehr verbreiteten Linien des Wasserstoffs zeigt, dafür genügt nach *Weidemann* eine äußerst geringe Wasserstoffhäufigkeit in der Atmosphäre; das Innere muß praktisch wasserstoff-frei sein, sonst würde der Stern durch Kernfusion alsbald explodieren.

Wir haben Sterngruppen besprochen, deren „normale“ oder „anomale“ Zusammensetzung wir mit ihrem Entwicklungsstatus in Verbindung bringen konnten. Daneben gibt es Sterne, in deren Spektrum dieses oder jenes Element ungewöhnlich stark oder schwach vertreten ist. Im Bereich der A-Sterne gibt es die Nebensequenz der „peculiar A stars“ (Ap), an welche sich anscheinend die „Metall-Linien-Sterne“ anschließen. *Babcock* hat gefunden, daß die Ap-Sterne an ihrer Oberfläche ungleichmäßig verteilte Magnetfelder von mehreren tausend Gauß haben. Die Frage ist nun: Können wir die Anomalien der Spektren auf einen anomalen Aufbau der Atmosphäre mit normalen Elementhäufigkeiten zurückführen oder müssen wir annehmen, daß große Mengen sehr energiereicher Teilchen, die durch die Magnetfelder beschleunigt wurden, die Häufigkeit einiger Elemente durch Kernprozesse erheblich geändert haben? Aus Untersuchungen, u.a. am Heidelberger Max-Planck-Institut für Physik, weiß man, daß auf der Sonne bei größeren Eruptionen u.a. ${}^3\text{He}$ -Teilchen großer Energie gebildet werden.

Wir sollten sodann noch die wohl mit dem Häufigkeitsverhältnis O:C:Metalle zusammenhängende Aufspaltung der Spektralsequenz bei den kühlen Sternen erwähnen. Die C_2 -Banden endlich zeigen, daß – jedenfalls in den kühlen Sternen – erhebliche Unterschiede im Isotopenverhältnis ${}^{12}\text{C}:{ }^{13}\text{C}$ vorkommen. Das ist der einzige Fall, in dem wir zuverlässig etwas über die kosmische Häufigkeit von Isotopen aussagen können.

IV. Terminologie

Farbindex B-V

Differenz der scheinbaren Helligkeiten eines Sternes, gemessen mit einer im blauen (B) und einer im visuellen Spektralgebiet (V) empfindlichen Platte oder Photozelle. Entlang der Sequenz der Spektraltypen nimmt B-V mit abnehmender Sterntemperatur von negativen nach positiven Werten zu.

Fraunhoferlinien

Absorptionslinien in den Spektren der Sonne und der Sterne.

Helligkeit der Sterne

Die scheinbare Helligkeit wird angegeben in Größenklassen oder Magnitudines m. Einer Differenz von einer Größenklasse $m_1 - m_2 = 1,0$ entspricht ein Helligkeitsverhältnis $I_2/I_1 = 2,51$ oder $\log I_2 - \log I_1 = 0,400$ (*Pogson*). Negative Magnitudines entsprechen großen, positiven kleinen Helligkeiten. – Die absolute Helligkeit wird bezogen auf eine Standardentfernung von 10 parsec = 32,6 Lichtjahren.

Kingscher Ofen

erzeugt durch Widerstandsheizung in einem Kohlerohr Temperaturen bis etwa 3000°K .

Leuchtkraft

Gesamtstrahlungsemision des Sternes, meist bezogen auf die der Sonne als Einheit.

Magnetohydrodynamik

Bei Strömungen elektrisch gut leitender Materie in Magnetfeldern spielen Induktionsströme und die darauf wirkenden Kräfte eine wichtige Rolle neben den hydrodynamischen Kräften.

Milchstraße

Unsere Milchstraße gleicht dem bekannten Spiralnebel im Sternbild Andromeda. Sie besteht aus einer flachen Scheibe, welche einen zentralen Kern und die Spiralarme enthält. Unsere Sonne umläuft den Kern auf einer Kreisbahn von rund 30000 Lichtjahren Radius in 200 Millionen Jahren. Kern und Scheibe sind umgeben von dem fast kugelförmigen Halo, welcher die Kugelsternhaufen sowie die Schnellläufer und Subdwarfs enthält.

Spektralklassifikation

Die Spektren der Sterne werden nach zwei Parametern geordnet:

a) Die Spektraltypen (S) O B A F G K M bilden im wesentlichen eine Folge von links nach rechts abnehmender effektiver Temperatur.

b) Die Leuchtkraftklassen (LC) I bis V entsprechen in der Hauptsache abnehmender absoluter Helligkeit; I = Übergiganten; V = Hauptsequenzsterne. — Die ältere Harvard-Klassifikation wurde von Morgan und Keenan weitergebildet zu der heute meist gebrauchten MK-Klassifikation.

Die relativ wenigen Sterne, die nicht in das zweiparametrische Schema passen, bezeichnet man als „peculiar“, z.B. die Ap-Sterne mit starken Magnetfeldern.

Eingegangen am 11. September 1963 und am 30. Januar 1964 [A 363]

Amide der Alkali- und Erdalkalimetalle

VON PROF. DR. R. JUZA [1]

INSTITUT FÜR ANORGANISCHE CHEMIE DER UNIVERSITÄT KIEL

Im Anschluß an präparative Arbeiten interessierte das Verhalten der Amide gegen überschüssiges Ammoniak (Ammoniakat-Bildung) und bei Ammoniak-Entzug (Abbau zum Imid), besonders im Hinblick auf den festen Zustand (Kristallstruktur) und den Übergang in die flüssige Phase (Schmelzpunkt). An Hand der Bildungsenthalpien kann man die energetischen Verhältnisse diskutieren. Die Untersuchungen an ternären Amiden und Imiden stehen noch im Anfang. — Bei den Untersuchungen galt es stets, einerseits die sehr weit gehenden Parallelen zwischen Amiden und Hydroxyden sowie Ammonosystem und Aquosystem und andererseits die Unterschiede zwischen den Amiden mit NH_2^- -Dipol-Anion und den Halogeniden herauszuarbeiten. — Obgleich die Untersuchungen keineswegs abgeschlossen sind, kann man, unter Berücksichtigung der Literatur, eine Übersicht über die Versuchsergebnisse geben.

I. Darstellungen

Zur Darstellung der Amide der Alkalimetalle kommen vorwiegend zwei Verfahren in Betracht: Reaktion des Metalls a) mit flüssigem oder b) mit gasförmigem Ammoniak.

Die reinsten Präparate liefert die seit langem übliche Umsetzung des Metalls mit flüssigem Ammoniak [2]. Die Alkalimetalle lösen sich dabei bekanntlich mit intensiv blauer Farbe. Diese Lösungen reagieren – zumal bei den leichteren Alkalimetallen – aber nur langsam zu Metallamid und Wasserstoff. Die Geschwindigkeit der Amid-Bildung nimmt mit steigender Temperatur und steigendem Atomgewicht des Alkalimetalls erheblich zu [3, 4] und läßt sich auch katalytisch beschleunigen, z.B. durch Eisenoxyd oder platiniertes Platin.

[1] 49. Mitteilung über Metallamide und -nitride; 48. Mitteilung: R. Juza, A. Rabenau u. J. Nitschke, Z. organ. allg. Chem., im Druck.

[2] A. Joannis, C. R. hebdo. Séances Acad. Sci. 112, 392 (1891).

[3] O. Ruff u. E. Geisel, Ber. dtsch. chem. Ges. 39, 828 (1906).

[4] R. Juza, Z. anorg. Chem. 231, 121 (1937).

Lithium- und Natriumamid erhält man am besten, indem man die Lösung des Alkalimetalls mit dem Katalysator unter sorgfältigem Luft- und Feuchtigkeitsausschluß in ein Bombenrohr einschmilzt und bei Zimmertemperatur stehen läßt, bis sich die tiefblaue Lösung vollständig entfärbt hat. Mit Kalium, Rubidium und Caesium ist die Reaktion selbst bei tieferer Temperatur schon nach einigen Stunden beendet; so kann man in einer Normaldruck-Apparatur arbeiten, wobei der entstehende Wasserstoff entweichen kann [5].

Die zweite Methode beruht auf der Umsetzung des geschmolzenen Metalls mit gasförmigem Ammoniak, z.B. bei 400 °C (LiNH_2) oder 300 °C (NaNH_2). Beim Lithium darf man nicht bei höherer Temperatur arbeiten, da der Zersetzungsdruk zu hoch wird, wodurch ein Abbau zum Imid erfolgt. Es ist vorteilhaft, das Reaktionsprodukt, welches geschmolzen eine sehr geringe

[5] R. Juza, K. Fasold u. Chr. Haeberle, Z. anorg. allg. Chem. 234, 75 (1937).