A MAGYAR
TUDOMÁNYOS AKADÉMIA
CSILLAGVIZSGÁLÓ
INTÉZETÉNEK
KÖZLEMÉNYEI

MITTEILUNGEN
DER
STERNWARTE
DER UNGARISCHEN AKADEMIE
DER WISSENSCHAFTEN

BUDAPEST—SZABADSÁGHEGY

Nr. 44

I. ALMÁR

QUANTITATIVE SPEKTRALANALYSE DES B2-RIESENSTERNS GAMMA ORIONIS

BUDAPEST, 1959

A MAGYAR
TUDOMÁNYOS AKADÉMIA
CSILLAGVIZSGÁLÓ
INTÉZETÉNEK
KÖZLEMÉNYEI

MITTEILUNGEN
DER
STERNWARTE
DER UNGARISCHEN AKADEMIE
DER WISSENSCHAFTEN

BUDAPEST—SZABADSÁGHEGY

Nr. 44

QUANTITATIVE SPEKTRALANALYSE DES B2-RIESENSTERNS γ ORIONIS

von

I. ALMÁR

The atmosphere of the B2 giant star, γ Ori, has been investigated. It occupies a place in the H—R diagram that lies close to the compact group of β CMa stars (Fig 6), but its radial velocity being constant the star does not belong to this group of variables. Equivalent widths have been measured on 5 spectrograms (Table 1—2) taken by Kopilov at the Crimean Astrophysical Observatory with a dispersion of 23,4 Å/mm at Hγ. Analysing the material by the curve-of-growth procedure the mean excitation temperature, electron pressure, turbulence velocity, surface gravity and the relative proportions of various light elements are determined. The results are tabulated in Table 7 and 9, and compared to β CMa stars in order to find out differences in the chemical composition not depending on luminosity or spectral type (Table 10, Fig. 5 and 7). The results indicate a higher H/He and H/O ratio for β CMa stars than in the normal early-type B stars like γ Ori.

Einleitung

γ Ori (HD 35468, $m_{vis} = +1{,}64$) ist ein typisches Beispiel der zur Spektralanalyse besonders geeigneten frühen Spektraltypen [1. S. 53]. Nach der quantitativen Klassifikation von I. M. KOPILOW [2] liegt der Stern fast genau auf dem Ast der β CMa Sterne (Sp = B 2,10 $\pm$ 0,10, M = — 3,92), in nächster Nähe einiger Veränderlichen deren Atmosphäre, was die chemische Zusammensetzung anbelangt, schon analysiert worden ist (γ Peg, δ Cet usw.). FROST meinte, daß die Radialgeschwindigkeit von γ Ori veränderlich ist, dies wurde jedoch durch STRUVE's Untersuchungen [3] bei großer Dispersion nicht bestätigt. WALKER, der den Stern photoelektrisch beobachtete, hat keine Lichtveränderung gefunden. Demnach können wir γ Ori — trotz seiner Lage im Hertzsprung-Russell-Diagramm — gewiß nicht unter die β CMa Veränderlichen einreihen.

Das Ziel dieser Untersuchung ist die quantitative Spektralanalyse der Sternatmosphäre mit Hilfe der Methode der Wachstumskurve (WK.), und die Vergleichung der Ergebnisse mit denjenigen, die bei den β CMa Sternen gefunden worden sind.

Das Beobachtungsmaterial und seine Bearbeitung

Die für die Auswertung zur Verfügung stehenden Aufnahmen wurden von KOPILOW im Astrophysikalischen Observatorium der sowjetischen Akademie der Wissenschaften (Krim) mit dem 122 cm - Reflektor am 24. Januar 1956 gewonnen. Das Institut hat mir anläßlich meiner Studienreise die Platte für Ausmessung freundlichst überlassen.

Auf eine Ilford-Zenith Platte wurden mittels des 3-Prismen-Spektrographen 5 Aufnahmen gemacht. Die Belichtungszeiten waren 10 — 35 — 30 — 20 — 10 Minuten. Die Dispersion beträgt 23,4 Å/mm bei Hγ; die Linien konnten im Bereich 3800 Å bis 5000 Å ausgewertet werden.

Die Aufnahmen wurden mit demselben Spektrographen und auf derselben Platte mittels Intensitätsmarken standardisiert. Zur Registrierung wurde das Moll-Registrierphotometer des Observatoriums in der Krim mit einer Übersetzung 1 : 50 verwendet. Auf den erhaltenen Registrierstreifen wurden die Sternlinien auf Grund der Tabellen von Moore [4] und Underhill [5] identifiziert.

Die in der üblichen Weise vollzogene Planimetrierung der reduzierten Flächeninhalte ergab die Äquivalentbreite (W_λ). Die Ergebnisse der Messungen sind in Spalte 3 von Tab. 1 und 2 nach den einzelnen Elementen gruppiert angegeben. War die Linie gestört, oder das Ergebnis sonstwie unsicher, so ist ein Doppelpunkt dahintergesetzt. In Tab. 2 enthalten die übrigen Spalten das Elements-Verkürzung, die Laboratoriumswellenlänge und den Logarithmus der Äquivalentbreite in den dimensionslosen Fraunhofer Einheiten $\left(F = 10^6 \frac{W_\lambda}{\lambda}\right)$. Eine Linie wurde in Tab. 2 nur dann aufgenommen, wenn sie 1. auf mindestens zwei Spektren ausmessbar, 2. durch eine benachbarte Fremdlinie nicht sehr gestört, und 3. ihr f-Wert bekannt ist.

Tabelle 1. Äquivalentbreiten. Wasserstoff und Helium.

Element	λ	W_λ(Å)	log W_λ
H β	4861,33	3,210	0,507
γ	4340,47	3,356	0,526
δ	4101,74	3,141	0,497
ε	3970,07	3,256	0,512
ζ	3889,05	2,957	0,471
9	3835,39	3,424	0,534
10	3797,90	3,059	0,486
11	3770,63	2,576	0,411
12	3750,15	2,149	0,332
13	3734,37	1,433	0,156
14	3721,94	0,829	$\bar{1}$,919
15	3711,97	0,537	$\bar{1}$,730
16	3703,86	0,665	$\bar{1}$,823
17	3697,15	0,228	$\bar{1}$,358 :

(Tabelle 1. Fortsetzung)

Element	λ	W_λ(Å)	log W_λ
He I	4921,93	0,834	$\bar{1}$,922
	4713,20	0,214	$\bar{1}$,330
	4471,51	1,045	0,020
	4437,55	0,105	$\bar{1}$,022
	4387,93	0,579	$\bar{1}$,763
	4143,76	0,684	$\bar{1}$,836
	4120,86	0,278	$\bar{1}$,444
	4026,20	1,114	0,047
	4009,27	0,577	$\bar{1}$,761
	3964,73	0,256	$\bar{1}$,409
	3926,59	0,455	$\bar{1}$,658
	3871,88	0,163	$\bar{1}$,212
	3867,55	0,046	$\bar{2}$,663:
	3819,67	0,928	$\bar{1}$,968

Tabelle 2. Äquivalentbreiten. Die übrigen leichten Elemente.

Element	λ	W_λ(Å)	log F	
C II	4267,27 ,02	0,202	1,675	doppelt!
	3920,68 18,98	0,143	1,556	doppelt!
N II	4630,54	0,107	1,364	
	4607,15	0,012	0,416:	
	4241,79	0,059	1,143	
	4237,05 36,93	0,041	0,987	doppelt!
	4043,54	0,023	0,765	
	4041,32	0,065	1,203	
	4035,09	0,033	0,915	
	3994,99	0,119	1,476	
O II	4699,21	0,051	1,034:	
	4673,75	0,026	0,748:	
	4661,63	0,086	1,267	
	4650,84	0,047	1,004	
	4649,14	0,128	1,440:	
	4641,81	0,114	1,390	
	4414,91	0,102	1,362	
	4366,90	0,060	1,139:	
	4349,43	0,087	1,296	
	4345,56	0,030	0,846	
	4325,77	0,026	0,773:	
	4317,14	0,031	0,854:	
	4189,79	0,036	0,934:	
	4156,54	0,030	0,858:	
	4153,30	0,075	1,257:	
	4092,94	0,033	0,913	
	4072,16	0,060	1,168	
	4069,64 ,90	0,071	1,245	doppelt!
	3982,72	0,037	0,969	
	3954,37	0,051	1,111	
	3945,05	0,038	0,978	
Mg II	4481,33 13	0,180	1,605	doppelt!

(Tabelle 2. Fortsetzung)

Element	λ	W_λ(Å)	log F
Si II	4130,88	0,025	0,784
	4128,05	0,020	0,692
Si III	4574,78	0,072	1,198
	4567,87	0,131	1,459
	4552,65	0,195	1,632
	3806,56	0,193	1,705:
	3791,41	0,083	1,342:

Quellen der nötigen f-Werte

Die zur Bestimmung der Anzahl absorbierender Atome nötigen Oszillatorenstärken sind folgenden Quellen entnommen: (falls die f-Werte in mehreren Quellen vorhanden sind, haben wir die neuere bevorzugt)

Element	Quelle
H	Voigt [6]
He	Voigt [6]
C	Traving [7], Voigt [6]
N	Traving [7], Voigt [6]
O	Garstang [8]
Si	Traving [7], Voigt [6]
Mg	Traving [7]

Die absoluten f-Werte berechnen wir nach TRAVING mittels der ALLER'schen Tabellen [10, S. 136], und nach GARSTANG mit Hilfe der Formel:

$$f g' \lambda = 304 \cdot S \cdot \sigma^2 \qquad (10, \text{S. } 141)$$

Die zur Berechnung der statistischen Gewichte ($g_{r,s}$) nötigen j-Werte sind den MOORE'schen Tabellen [4] entnommen. Die f- und g-Werte sind in Tab. 4 und 5 angegeben.

Wasserstoff. Anzahl absorbierender Atome in 2. Quantenzustand

Wenn wir die Balmerlinien so behandeln, als entstünden sie in optisch dünner Schicht, so wird die bekannte Formel [1 S. 481]

$$N_{o2} H = \frac{mc^2}{\pi e^2 \lambda^2 f} W_\lambda = c_\lambda W_\lambda \qquad (1)$$

die Anzahl 2-quantiger Wasserstoff Atome »über 1 cm² der Photosphäre« ergeben. Die auf diese Weise, zunächst formal berechneten log N_{02}H-Werte sind in Tab. 3 angegeben und als Funktion von n in Abb. 1 aufgetragen.

Tabelle 3. Anzahl der zweiquantigen Wasserstoff-Atome

H	λ	log c_λ	log $N_{02}H$	R
β	4861,33	13,59	14,10	45,1
γ	4340,47	14,13	14,66	51,1
δ	4101,74	14,48	14,98	52,4
ε	3970,07	14,75	15,2[illegible]	52,5
ζ	3889,05	14,96	15,43	51,1
9	3835,39	15,14	15,67	48,7
10	3797,90	15,30	15,79	47,9
11	3770,63	15,45	15,86	40,6
12	3750,15	15,57	15,90	35,4
13	3734,37	15,69	15,85	24,8
14	3721,94	15,79	15,71	18,7
15	3711,97	15,88	15,61	13,6
16	3703,86	15,97	15,79	21,9
17	3697,15	16,06	15,42	9,0

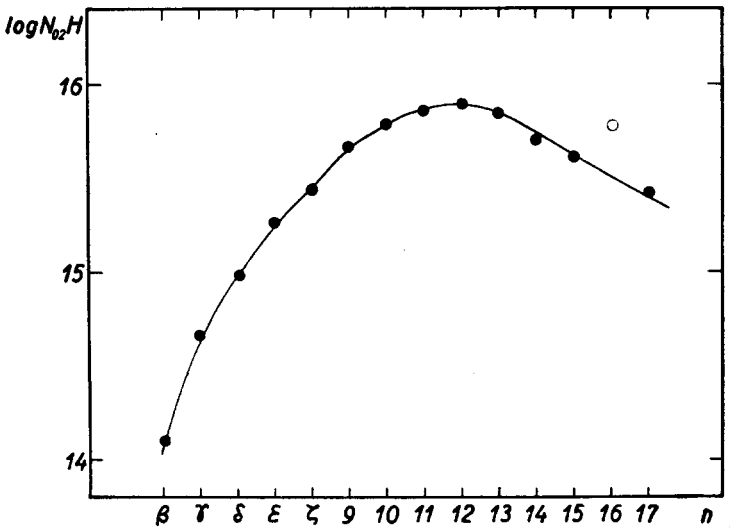

Abbildung 1. Bestimmung der Anzahl von zweiquantigen H-Atomen (log $N_{02}H$) pro cm²-Säule.

Die $N_{02}H$-Werte nehmen mit wachsendem n zunächst zu, weil der Zustand einer optisch dünnen Schicht immer besser angenähert wird, sie nehmen aber dann ab, da bei den höheren Gliedern, durch das Überlappen der Linienflügel, das Kontinuum herabgedrückt wird, wodurch die W_λ zu klein gemessen werden.

Als wahrscheinlichster Wert wurde das Maximum der Kurve

$$\log N_{02}H = 15{,}89 \qquad (2)$$

gewählt. Die Bestimmung der Gesamthäufigkeit folgt später, zusammen mit den anderen Elementen in Tab. 6.

Bestimmung der Elektronendichte

Das beobachtete Verschmelzen der höheren Balmerglieder vor der theoretischen Seriengrenze ist bekanntlich die Folge des zwischenmolekularen Stark-Effektes, insofern die benachbarten Linienflügel einander völlig überdecken. Zwischen der Anzahl N der verbreiternden geladenen Teilchen (pro cm^3), und der Hauptquantenzahl der letzten getrennt beobachtbaren Balmerlinie n_m besteht nach INGLIS und TELLER die einfache Beziehung:

$$\log N = 23{,}26 - 7{,}5 \log n_m . \tag{3}$$

Unter N versteht man hier bei einer Temperatur $T < \frac{10^5}{n_m}$ die Zahl der Ionen und der Elektronen, bei $T > \frac{10^5}{n_m}$ nur die Zahl der Ionen (*oder* der Elektronen) allein.

Im Spektrum von γ Ori ist $n = 17$ die letzte, noch erkennbare Balmerlinie. Trägt man die R »Linientiefe« (Tabelle 3, Spalte 5) als Funktion der Hauptquantenzahl (n) auf, und extrapoliert die Kurve bis $R = 0$, so erhält man $n_m = 18{,}5$.

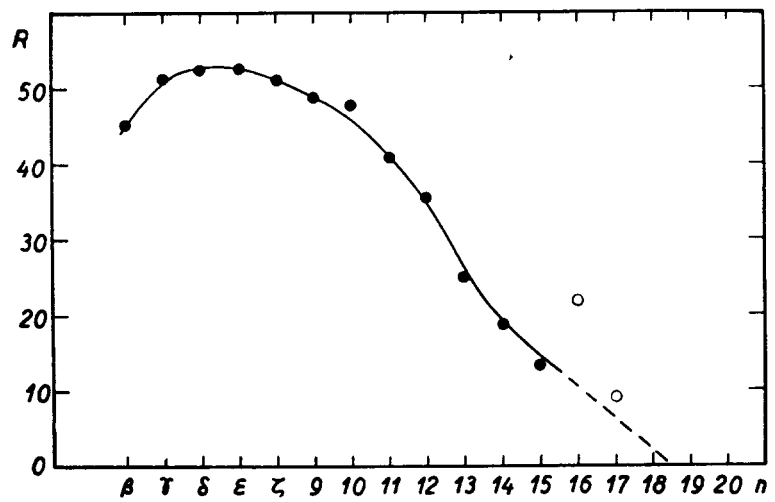

Abbildung 2. Bestimmung der Elektronendichte (n_e) durch das Verschmelzen der höheren Balmerglieder.

Hiermit ergibt sich dann aus Gl. (3) $\log N = 13{,}73$. Da in γ Ori offensichtlich $T > \frac{10^5}{n_m}$ ist, erhalten wir für die mittlere Elektronendichte

$$\log n_e = 13{,}73 . \tag{4}$$

Die maximale Linientiefe oder Grenztiefe ist $R_c = 0{,}53$.

Als zweite Methode zur Bestimmung der Elektronendichte dient bekanntlich die Anwendung der HOLTSMARK'schen Theorie auf die in optisch dicker Schicht absorbierten ersten Glieder der Balmerserie [9 und 6]. Für Hβ, Hγ, Hδ besteht die Beziehung:

$$W_\lambda^{5/2} = K \cdot N_{02} H \cdot n_e \left(\frac{R_c}{0{,}45}\right)^{3/2} \tag{5}$$

Messen wir die Äquivalentbreiten in Å, so hat die Konstante K folgende Werte:

	Hβ	Hγ	Hδ	
$-\log K$	28,86	29,10	29,18 .	(6)

Mit den bekannten W_λ, R_c und $N_{02}H$ Werten erhalten wir

	Hβ	Hγ	Hδ	
$\log n_e$	14,14	14,43	14,43 .	(7)

Es ergibt sich ein großer Unterschied zwischen den beiden Bestimmungen. VOIGT hat aber bei 55 Cyg denselben systematischen Unterschied gefunden [6 S. 65], nämlich erhielt er aus (3)

$$\log n_e = 12{,}88$$

bzw. aus (5)

$\log n_e$	13,06	13,67	13,65 .

Hier nimmt VOIGT an, daß der Effekt teilweise reell ist; an der Balmergrenze stammt nämlich die Strahlung aus höheren Schichten der Atmosphäre, als bei Hβ, Hγ und Hδ. Die Erfahrung, daß bei γ Ori die verschiedenen $\log n_e$-Werte eine ähnliche Serie bilden, unterstützt VOIGT's Annahme. Im Weiteren werden wir (4) benutzen. Zur Bestimmung der relativen Häufigkeitsverteilung der Elemente darf der n_e-Wert selbst nur von untergeordneter Bedeutung sein.

Helium. Bestimmung der Anzahl absorbierender Atome

Im Spektrum von γ Ori sind nur die Linien der neutralen Helium-Atome sichtbar. Tabelle 4 enthält die Laboratoriumswellenlänge, $\log f$ und $\log c_\lambda$ für die drei beobachteten Serien des Heliums.

Tabelle 4. Anzahl der Helium-Atome in den verschiedenen Anregungszuständen.

Multiplett	λ	$\log f$	$\log c_\lambda$	$\log N_{He}H$
2^3P^0—n^3D	4471,51	$\bar{1}$,111	13,64	13,66
	4026,20	$\bar{2}$,710	14,13	14,18
	3819,67	$\bar{2}$,415	14,47	14,44
2^3P^0—n^3S	4713,20	$\bar{3}$,753	14,97	14,30
	4120,86	$\bar{3}$,288	15,53	14,95
	3867,55	$\bar{4}$,966	15,90	14,56

(Tabelle 4. Fortsetzung)

Multiplett	λ	log f	log c_i	log $N_{He}H$
2^1P^0—n^1D	4921,93	$\bar{1}$,072	13,60	13,52
	4387,93	$\bar{2}$,619	14,15	13,91
	4143,76	$\bar{2}$,300	14,52	14,36
	4009,27	$\bar{2}$,050	14,80	14,56
	3926,59	$\bar{3}$,848	15,02	14,68
	3871,88	$\bar{3}$,673	15,22	14,43
2^1P—n^1S	4437,55	$\bar{3}$,505	15,26	14,28
2^1S—n^1P^0	3964,73	$\bar{2}$,756	14,06	13,47

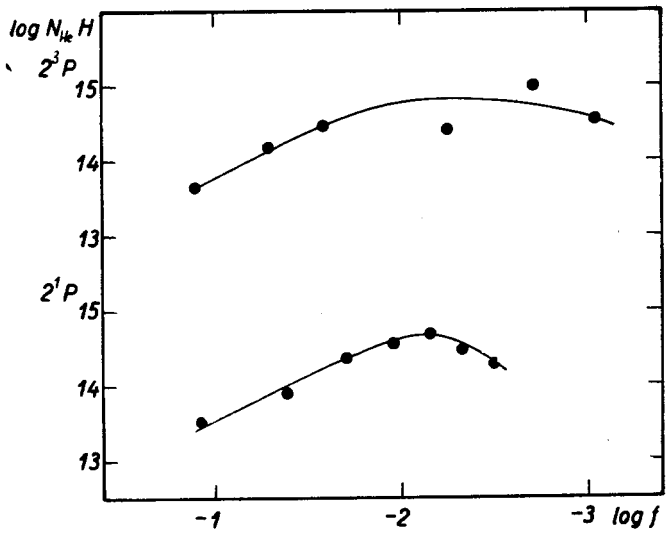

Abbildung 3. Bestimmung der Anzahl von He-Atomen (N_{He} H).

Wie bei der Balmerserie berechnen wir zuerst (unter Annahme einer optisch dünner Schicht) nach Gl. (1) die formalen log $N_{He}H$-Werte (Tab. 4 Spalte 5). Sie sind in Abb. 3 als Funktion von log f aufgetragen. Da die Serie 2^1S — n^1P^0 nur durch eine Linie vertreten ist, wurde dieses Multiplett zur Bestimmung der Heliumhäufigkeit nicht benutzt. Bei den anderen zwei Supermultipletten ist das Maximum der Kurven

$$\begin{aligned} &\log \mathrm{NH}(2^3\mathrm{P}) = 14{,}78 \quad \text{bzw.} \\ &\log \mathrm{NH}(2^1\mathrm{P}) = 14{,}68 \end{aligned} \tag{8}$$

Die Bestimmung der Gesamthäufigkeit folgt auch später, zusammen mit den anderen Elementen, in Tab. 6.

Konstruktion der empirischen Wachstumskurve für die übrigen Elemente. Turbulenz

Die relativen Häufigkeiten der übrigen Elemente können wir (in üblicher Weise) nach der Methode der Wachstumskurve bestimmen. Zuerst trägt man log F für jede Liniengruppe der Tab. 2 unabhängig als Funktion von

log g_{rs}/λ auf, und versucht die auf diese Weise erhaltenen Kurvenstücke durch horizontale Verschiebung bis zum besten Zusammenfallen aufeinanderzufügen. Das Ergebnis ist die empirische WK. Die theoretische Kurvenschar ist aus UNSÖLD's Buch [1 S. 416] entnommen.

Die empirische Kurve soll durch Aufschieben mit der theoretischen zu Deckung gebracht werden (Abb. 4), was die Bestimmung der Turbulenzgeschwindigkeit aus der nötigen Vertikalverschiebung ermöglicht.

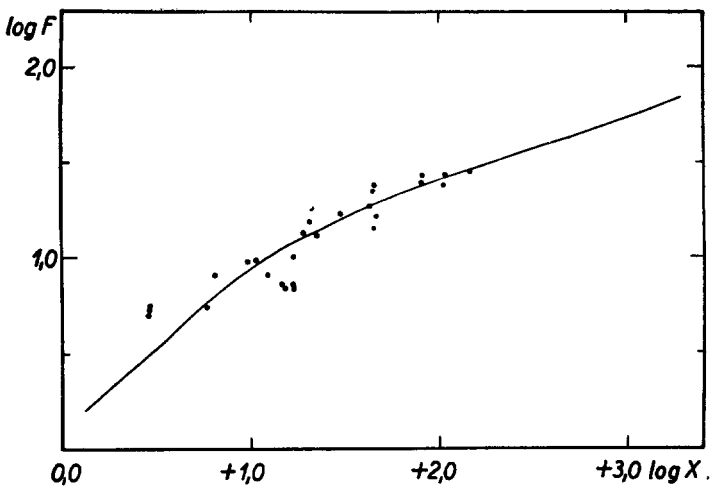

Abbildung 4. Die empirische Wachstumskurve. Die Punkte stellen Linien der verwendeten Multiplette dar.

Die Ordinate der theoretischen WK ist nämlich

$$\log \frac{1}{R_c}\,\frac{W_\lambda}{2\,\Delta\lambda_D} = \log \frac{1}{R_c}\,\frac{W_\lambda c}{2\,\lambda\, v} = \log \frac{W_\lambda}{\lambda}\cdot 10^6 + \log \frac{0{,}15}{R_c\, v} \tag{9}$$

wobei

$$v = \sqrt{\frac{2\,RT}{\mu} + v_{\text{turb}}} \tag{10}$$

die wahrscheinlichste Geschwindigkeit der thermischen plus turbulenten Bewegung in km/sec bedeutet. Die in Fraunhofer-Einheiten gemessene Ordinate der empirischen Kurve ist also mit

$$\Delta = \log \frac{0{,}15}{R_c\, v}$$

zu vergrößern ; nach der abgelesenen Differenz

$$\Delta = -\,1{,}24$$

finden wir

$$v = 4{,}93 \text{ km/sec} . \tag{11}$$

Da die empirische WK eigentlich mit Hilfe der *OII* Linien konstruiert wurde, nehmen wir $\mu = 16$. Demnach kann bei $T = 23\,300°$ die ganze erhaltene Vertikalverschiebung allein mit der thermischen Bewegung erklärt werden.

Die Mikroturbulenz spielt also in der Atmosphäre von γ Ori eine untergeordnete Rolle. Mit der später zu bestimmenden Ionisationstemperatur — $T = 19\,200°$ — ist die thermische bzw. die Turbulenzgeschwindigkeit nach (10)

$$v_{\text{therm}} = 4{,}47 \text{ km/sec}$$
$$v_{\text{turb}} = 2{,}08 \text{ km/sec}\,.$$

Im allgemeinen schien es völlig aussichtslos die Dämpfungskonstante zu bestimmen, weil die Linien sich meistens im linearen Teil der WK befinden, wo die Dämpfung noch nicht zur Geltung kommt. Einige starke *Mg* und *Si* Linien bilden jedoch eine Ausnahme ; in den Fällen, wo die Kenntnis der Dämpfung für die Bestimmung der Atomzahlen wichtig ist, wurde $\log a = -1$ angenommen.

Die übrigen leichten Elemente. Bestimmung der Anzahl $N_{r,s}H$. Anregungstemperatur

Mit Hilfe der WK bestimmen wir die Atomzahl im r-ten Ionisationszustand und Anregungszustand s pro Quadratzentimeter Säule ($N_{r,s}H$). Mit der Äquivalentbreite eingehend erhalten wir auf der Abszisse der WK (Abb. 4) für jede Linie den Logarithmus der zur optischen Tiefe der Linienmitte proportionalen X-Werte, wo

$$\log X = \log \frac{N_{r,s} H f \lambda}{2 R_c v \pi}$$

ist. Subtrahiert man die bekannte Größe

$$\log f g \lambda - \log 2 R_c v \pi$$

so bleibt nur $\log \frac{N_{r,s}H}{g_{r,s}}$ (Tab. 5). Die $\log \frac{N_{r,s}H}{g_{r,s}}$-Werte derjenigen Linien, die denselben Ausgangsterm haben, wurden einfach gemittelt. Auf einige Probleme dieser Methode kommen wir noch zurück.

Die Anzahl der Atome im k-ten und i-ten Zustand der r-fach ionisierten Atome eines Elementes sind durch die bekannte BOLTZMANN'sche Beziehung

$$\frac{N_{r,k}}{N_{r,i}} = \frac{g_{r,k}}{g_{r,i}} e^{-\frac{\chi_{r,k}-\chi_{r,i}}{kT_a}} \tag{12}$$

miteinander verknüpft, wo $\chi_{r,k}$ und $\chi_{r,i}$ die Anregungsenergie bedeutet. Mit Hilfe der $\log \frac{N_{r,s}H}{g_{r,s}}$-Werte der 6 verschiedenen OII Zustände, versuchen wir die in Formel (12) vorkommende Anregungstemperatur T_a zu bestimmen.

Tabelle 5. Anzahl der restlichen Elemente in den verschiedenen Anregungszuständen

El.	Mult.	λ	log F	$-\log fg\lambda$	$\log \frac{N_{r,s}H}{g_{r,s}}$
C II	4	3920,68	1,256	4,82	12,65
	6	4267,27	1,375	3,86	11,97
N II	5	4630,54	1,364	4,03	12,12
		4607,15	0,416	5,31	11,90
	12	3994,99	1,476	4,54	12,91
	39	4043,54	0,765	4,41	11,39
		4041,32	1,203	3,86	11,57
		4035,09	0,915	4,08	11,26
	48	4241,79	1,143	3,93	11,50
		4237,05	0,687	4,23	11,11
O II	1	4661,63	1,267	4,58	12,44
		4673,75	0,748	5,42	12,38
		4650,84	1,004	4,66	11,98
		4649,14	1,440	3,99	12,34
		4641,81	1,390	4,25	12,42
	2	4366,90	1,139	4,61	12,17
		4349,43	1,296	4,25	12,17
		4345,56	0,846	4,66	11,75
		4325,77	0,773	5,42	12,41
		4317,14	0,854	4,72	11,82
	5	4414,91	1,362	4,10	12,19
	6	3982,72	0,969	5,08	12,33
		3954,37	1,111	4,77	12,28
		3945,05	0,978	5,13	12,39
	10	4042,94	0,913	4,66	11,84
		4072,16	1,168	3,83	11,46
		4069,90	0,945	4,21	11,43
	19	4156,54	0,858	5,20	12,30
		4153,30	1,257	4,33	12,16
	25	4699,21	1,034	3,98	11,34
	36	4189,79	0,934	3,68	10,88
Mg II	4	4481,33	1,305	3,95	11,91
Si III	2	4574,78	1,198	4,73	12,42
		4567,87	1,459	4,25	12,58
		4552,65	1,632	4,04	12,89
	5	3806,56	1,705	3,98	13,08
		3791,41	1,342	5,37	13,42
Si II	3	4130,88	0,784	3,82	10,83
		4128,05	0,692	4,18	11,07

Bringt man nämlich die BOLTZMANN'sche Beziehung auf die Form

$$\Delta_{i,k} = \log \frac{N_{r,k}H}{g_{r,k}} - \log \frac{N_{ri,}H}{g_{r,i}} = \frac{5040}{T_a}(\chi_{r,k} - \chi_{r,i})$$

und trägt die 30 möglichen $\Delta_{i,k}$ Differenzen als Funktion von $(\chi_{r,k} - \chi_{r,i})$ auf, streuen die so erhaltenen Punkte um eine Gerade, deren Steile T_a gibt.

Bei γ Ori war

$$T_a = 18\,700^\circ\ K\,. \tag{13}$$

Die mit dem OII Multiplett Nr 19 verbundenen Punkte zeigen — sicherlich infolge des Einflusses besonders starker Störlinien — eine viel größere Streuung, als die übrigen Punkte.

Neuerdings beschäftigte sich A. I. KORNILOW mit den Fehlerquellen bei der Bestimmung von Anregungstemperaturen [11]. Er bewies, daß bei der Auswahl des sich den empirischen Punkten am besten anpassenden Kurvestückes der theoretischen WK, und bei der Ablesung der damit erhaltenen log X_m Werte einer Linie, die Möglichkeit der Streuung in der Vertikalrichtung (Äquivalentbreiten) nicht berücksichtigt worden ist. Darum können die log X_m Werte systematisch kleiner oder systematisch größer sein als diejenigen wirklichen log X_w Werte, die mit Hilfe der Punkte selbst abgelesen worden sind. Genauer wenn für die i-te Linie eines Multiplettes

$$a = \log\ X_w - \log\ X_m$$

ist, dann erhalten wir den von unten konkaven Teil verwendend

$$\Sigma a_i > 0$$

und den von unten konvexen Teil verwendend $\Sigma a_i < 0$. (Im linearen Teil zeigt sich selbstverständlich kein Unterschied.)

Bestimmt man die Anzahl der Atome in einem gegebenen Zustand mit Hilfe der WK, so ergibt sich dementsprechend folgender Unterschied zwischen berechneten und wirklichen log $N_{r,s}H$ Werten:

$$\frac{\Sigma a_i}{n}$$

wo n die Anzahl der benutzten Linien ist.

In γ Ori befinden sich die bei der Konstruktion der empirischen WK eine fundamentale Rolle spielenden OII Multiplette Nr 1 und 2 im von unten konkaven Teil der Kurve, und man erhält

$$\frac{\Sigma a_i}{n} = +\,0{,}043\,.$$

Die nötigen Korrektionen sind in den anderen Fällen noch kleiner und zeigen zufällige Schwankungen, darum wurden sie nicht berücksichtigt. Der Effekt verschiebt jedoch gewissermaßen die wirkliche Häufigkeitsverteilung der Elemente, z. B. ist das H/O Verhältnis dadurch vergrößert. (Bei Wasserstoff und Helium kommt nämlich der Effekt nicht zur Geltung.)

KORNILOW selbst wirft die Frage nicht bei der Häufigkeitsbestimmung der Elemente, sondern bei der Berechnung von Anregungstemperaturen auf. Das in unserer Arbeit angewandte Verfahren, welches die Anregungstemperatur aus den *Differenzen* der log $N_{r,s}H$-Werte ableitet, ist aber offenbar vom erwähnten Fehler weitgehend unabhängig, weil die *OII* Linien alle auf demselben Teil der WK fallen.

Ionisationstemperatur. Übergang zur Gesamtzahl der $(r+1)$fach ionisierten Atome

Das Vorhandensein der *Si* Atome in zwei nacheinanderfolgenden Ionisationsstufen ermöglicht die Bestimmung der in der SAHA'schen Formel vorkommenden Ionisationstemperaturen, T. Setzen wir in die allgemeine SAHA'sche Gleichung

$$\frac{N_{r+1}}{N_r}\, n_e = \frac{u_{r+1}}{u_r} \cdot 2 \cdot \frac{(2\pi mkT)^{3/2}}{h^3} \cdot e^{-\frac{\chi_r}{kT}} \tag{14}$$

$N_{r,i}$ für N_r und $N_{r+1,k}$ für N_{r+1} mit Hilfe der geeigneten Form der BOLTZMANN'schen Formel [1 S. 83]

$$\frac{N_{r,s}}{N_r} = \frac{g_{r,s}}{u_r} \cdot e^{-\frac{\chi_{r,s}}{kT_a}} \tag{15}$$

ein, ergibt sich

$$\frac{N_{r+1,k}}{N_{r,i}}\, n_e = \frac{g_{r+1,k}}{g_{r,i}} \cdot \frac{2(2\pi mkT)^{3/2}}{h^3}\, e^{-\frac{\chi_r}{kT}}\, e^{-\frac{\chi_{r+1,k}-\chi_{r,i}}{kT_a}}$$

wo $u_r(T) = \sum_{s=0}^{\infty} g_{r,s}\, e^{-\frac{\chi_{r,s}}{kT}}$ die sog. Zustandssumme, $\chi_{r,s}$ bzw. χ_r Anregungs- bzw. Ionisationspotential ist.

Da $T_a \approx T$ ist, erhält man nach einigen numerischen Berechnungen

$$T = \frac{3360\,(\chi_r - \chi_{r,i} + \chi_{r+1,k})}{{}^2/_3 \log\left(\frac{N_{r,i}}{N_{r+1,k}} \cdot \frac{1}{n_e} \cdot \frac{g_{r+1,k}}{g_{r,s}}\right) + 10{,}46 + \log T} \tag{16}$$

[Siehe 12]

Verwenden wir Gl. (16) für je ein Multiplett der SiII und SiIII Ionen (Multiplettsnummer 3 bzw. 2). Von $T = T_a$ ausgehend findet man mit sukzessiver Approximation die Temperatur

$$T = 19\,200^\circ \text{ K} \tag{17}$$

Diese ist — wie im allgemeinen — etwas niedriger als die zu dieser Spektralklasse gehörende effektive Temperatur (cca 20 000°). Demnach ergibt sich für den Elektronendruck

$$P_e = n_e kT = 141\ dyn \quad (\log P_e = 2{,}15) \tag{18}$$

In der Kenntnis der Temperatur, Elektronendichte und der Anzahl absorbierender Atome in den verschiedenen Quantenzuständen kann die chemische Zusammensetzung der Atmosphäre von γ Ori bestimmt werden. Im Sinne eines Vorschlags von UNSÖLD bestimmen wir nun die Beziehung

zwischen $N_{r,s}$ und N_{r+1} (Anzahl aller $(r+1)$fach ionisierter Atome) mit einer Kombination der SAHA'schen und BOLTZMANN'schen Formel:

$$\log N_{r+1}H = \log \frac{N_{r,s}H}{g_{r,s}} + \log\ u_{r+1} - \log\ n_e + \\ + 15{,}65 - \frac{5040}{T}(\chi_r - \chi_{r,s}) + \frac{3}{2}\log\ T \qquad (19)$$

[Siehe 10 S. 298]. Die nötigen Werte der temperaturabhängigen Zustandssumme sind den Tabellen in [6] und [13] entnommen. Für den einfach ionisierten Wasserstoff liefert uns [10 S. 313] folgende Formel:

$$\log\ N_H H = \log\ N_{0_2}H - \log\ n_e + 14{,}76 - 3{,}38\,\frac{5040}{T} + \frac{3}{2}\log\ T\,. \qquad (20)$$

Alle Ergebnisse sind in Tab. 6 zusammengestellt.

Tabelle 6. Übergang zur Gesamtzahl aller Atome

Element		Mult.	$\lg \frac{N_{r,s}H}{g_{r,s}}$	$\lg u_{r+1}$	$(\chi_{r,s}-\chi_r)\cdot\theta$	$\lg N_{r+1}H$	G	$\lg N_rH$	$\lg NH$
H	I		15,89						22,45
He	I	2^3P	13,83	0,30	0,94	21,53	1		
		2^1P	14,20	0,30	0,87	21,97	2		
						21,82		19,59	21,82
C	II	4	12,65	0,07	2,10	18,96	1		
		6	11,97	0,07	1,65	18,73	1		
						18,84		17,64	18,87
N	II	5	12,01	0,79	2,90	18,24	2		
		12	12,91	0,79	2,89	19,15	1		
		39	11,41	0,79	1,69	18,85	4		
		48	11,31	0,79	1,66	18,78	4		
						18,74		18,31	18,88
O	II	1—2	12,19	1,01	3,16	18,38	6		
		5—6	12,29	1,01	3,04	18,60	6		
		10	11,57	1,01	2,46	18,46	4		
		19	12,23	1,01	2,41	19,17	2		
		25	11,34	1,01	2,30	18,39	1		
		36	10,88	1,01	1,75	18,48	2		
						18,54		19,03	19,15
Mg	II	4	11,91	0,00	1,61	18,64		14,51	18,64
Si	II	3	10,95	0,06	1,69	17,66		14,35	
	III	2	12,63	0,31	3,78	17,50	1		
		5	13,25	0,31	3,07	18,83	0		
						17,50		17,60	17,89

Im Falle des Heliums wurden die in Tab. 4 angegebenen Werte zuerst mit den dazugehörigen statistischen Gewichten dividiert, und nur dann in die Tab. 6 aufgenommen. Spalte 7 gibt das Gewicht an, mit dem die Supermultiplette getrennt für jeden berechneten $N_{r+1}H$ Werte bei der Mittelbildung versehen wurden. Die Gewichte haben wir auf Grund der Anzahl und Lage der benutzten Linien (Blend!) willkürlich bestimmt.

Relative Häufigkeitsverteilung der einzelnen Elemente nach Atomzahl und Masse

Um die Gesamtzahl der Atome zu erhalten, haben wir nun mit Hilfe der SAHA'schen Gleichung (14) noch die Atomzahlen in den übrigen Ionisationsstufen zu berechnen. Es ist aber bekannt, daß nur die nächsttiefere Ionisationsstufe — also die, aus der die beobachteten Linien stammen — in den Rechnungen eine Rolle spielen kann, weil die Anzahl der weniger als r- oder mehr als $(r+1)$fach ionisierten Atome nie von Bedeutung ist.

Die nach Gl. (14) berechneten log N_rH Werte sind in Spalte 8 der Tab. 6 angegeben. Man sieht, daß die Anzahl einfach ionisierter *He, C* und *Mg* Atome gering ist, für *N* und *Si* die Anteile der beiden Ionisationsstufen von gleicher Größenordnung sind und sogar *OII* häufiger als *OIII* vorkommt.

Die durch Zusammenfassen der N_rH und $N_{r+1}H$ Werte erhaltenen Gesamthäufigkeiten NH sind in Spalte 9 zusammengestellt. Da H für jedes Element denselben Wert hat, spiegeln diese Zahlen die relative Häufigkeitsverteilung der Atomzahlen wieder. Spalte 3 in Tab. 7 gibt also an, wieviel von einer Million Atome auf das betreffende Element fallen. Durch Multiplikation mit dem Atomgewicht μ erhält man die Häufigkeitsverteilung nach Masse (Spalte 5). Ähnlicherweise gibt diese Spalte an, wieviel Gramm pro Tonne die einzelnen Elemente ausmachen.

Tabelle 7. Gesamthäufigkeit der Elemente in γ Ori nach Atomzahl und Masse

Element	log NH	N	log NHμ	Nμ
H	22,45	810 000	22,45	512 000
He	21,82	190 000	22,42	478 000
C	18,87	210	19,95	1 620
N	18,88	220	20,03	1 950
O	19,15	410	20,35	4 070
Mg	18,64	125	20,03	1 950
Si	17,89	22	19,34	400

UNSÖLD hat eine Methode zur Bestimmung des Häufigkeitsverhältnisses von Wasserstoff zu Helium entwickelt, die nur die Äquivalentbreiten eng zusammenliegender Linien verwendet [14]. Diese Methode ist von den physikalischen Zustandsgrößen weitgehend unabhängig. Nach Gl. 54 und 55 der zitierten Arbeit ist

$$\log H/He = \frac{5}{2} \log \frac{W_{4340}}{W_{4471}} + 0{,}23 \frac{5040}{T} - 0{,}55 \tag{21}$$

und

$$\log H/He = \frac{5}{2} \log \frac{W_{4102}}{W_{4026}} + 0{,}23 \frac{5040}{T} - 0{,}50\,. \tag{22}$$

Für γ Ori ergeben sich aus (17) und aus den gemessenen Äquivalentbreiten folgende Werte

$$\log H/He = 0{,}77 \qquad \text{(aus 21)}$$

und

$$\log H/He = 0{,}64 \qquad \text{(aus 22).}$$

Da aus Tab. 6

$$\log H/He = 0{,}63 \tag{23}$$

ist, zeigt sich die Übereinstimmung völlig befriedigend.

Wir vergleichen die Häufigkeitsverteilung der leichten Elemente in γ Ori mit der durch MINNAERT [15] und ALLER [17] erhaltenen durchschnittlichen chemischen Zusammensetzung der B-Sterne.

Tabelle 8. Vergleich der chemischen Zusammensetzung mit anderen B-Sternen.

Element	γ Ori B2 III	$\bar{B}_{(Min)}$	$\bar{B}_{(All)}$	$\varkappa$ Cas B1 Ia	55 Cyg B2 Ia	τ Sco BO V	ε CMa B2 II	γ Peg B2,5 IV	δ Cet B2 IV
H	22,45	22,36	22,52	22,60	22,46	22,40	22,22	23,37	23,14
He	21,82	21,66	21,67	22,08	21,85	21,63	21,92	22,21	21,70
C	18,87	18,72	18,76	18,49	18,60	18,77	18,58	18,90	18,30
N	18,88	18,88	18,80	18,51	19,00	18,97	18,95	18,59	19,09
O	19,15	19,37	19,30	19,64	19,64	19,52	19,20	19,19	19,48
Mg	18,64	18,40	18,54	18,48	18,14	18,13	18,72	18,72	—
Si	17,89	18,05	18,02	18,30	18,01	18,03	17,93	17,98	—

Tabelle 8 gibt außerdem die mittels der WK bestimmte chemische Zusammensetzung einiger B-Sterne, nämlich

$\varkappa$ Cas	nach [12]
55 Cyg	nach [6]
τ Sco	nach [15]
ε CMa	nach [15]
γ Peg	nach [16]
δ Cet	nach [16]

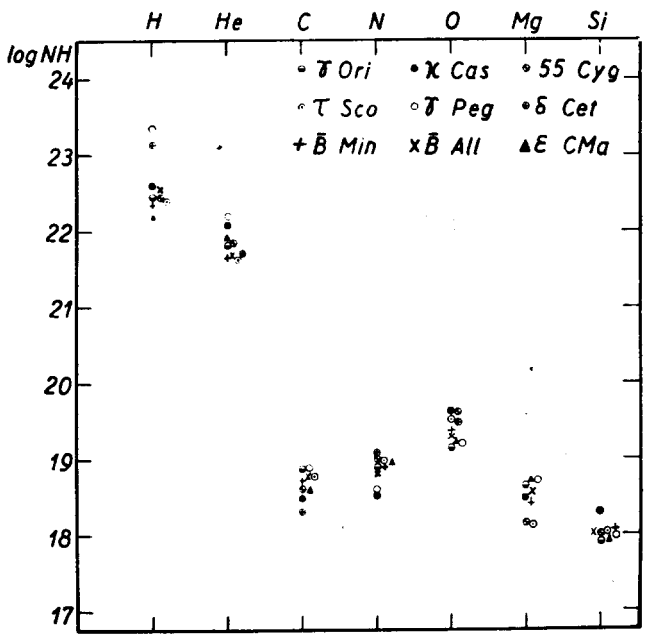

Abbildung 5. Relative Häufigkeitsverteilung der leichten Elemente in B-Sternen. Die Normierung ist so gewählt, daß für die Elemente C bis Si im Mittel die beste Übereinstimmung herrscht.

an. Alle sind so »normiert«, daß für die Rest-Elemente *(C, N, O, Mg, Si)* im Mittel die beste Übereinstimmung mit γ Ori besteht. Dasselbe ist in Abb. 5 graphisch aufgetragen.

Es zeigt sich, daß die Unterschiede durchwegs innerhalb der allgemeinen Messgenauigkeiten liegen. Später wollen wir diese Vergleichung noch unter einem anderen Gesichtspunkt betrachten.

Gravitation

Wir wollen nun die effektive Schwerebeschleunigung, g_{eff} an der Oberfläche aus den spektroskopischen Daten bestimmen. Die effektive Schwerebeschleunigung ist die Differenz zwischen der wirklichen und der Strahlungsbeschleunigung:

$$g_{eff} = g - g_r \,.$$

Mit Hilfe des Gasdruckes am Fuße der betrachteten Säule von 1 cm² Querschnitt kann man g_{eff} offenbar so ausdrücken:

$$g_{eff} = \frac{P_g}{\Sigma N H \mu m_H} \tag{24}$$

wo m_H die Masse des Protons darstellt.

Insofern alle Atome einfach ionisiert sind, d. h.

$$P_g = 4P_e$$

ist, erhalten wir — mit den entsprechenden Werten aus Tab. 7 und Gl. (18) —

$$\log g_{eff} = \log \frac{4P_e}{\Sigma N H \mu m_H} = 3{,}79 \,. \tag{25}$$

Andererseits können wir die wirkliche Schwerebeschleunigung nach der Masse-Leuchtkraft-Beziehung abschätzen [Siehe 6 S. 87]. Beim Vergleich zweier Sterne wird also

$$\Delta \log g = 0{,}285\, \Delta M_{bol} + 4\, \Delta \log T \tag{26}$$

wo M_{bol} die absolute bolometrische Helligkeit ist.

Zuerst vergleichen wir γ Ori (die YALE'schen Werte $M = -2{,}57$, $\log T = 4{,}27$) mit dem im HR Diagramm sehr nahe liegenden Zwergstern, γ Peg. Bei diesem Stern rechnen wir mit $M = -2{,}91$ und $\log T = 4{,}28$ [19], also — nach (26) —

$$\Delta \log g = +0{,}06 \,.$$

UNSÖLD findet für γ Peg $\log g = 4{,}1$, wir erhalten also für γ Ori

$$\log g \approx 4{,}2\,. \tag{27}$$

Nehmen wir hier an, daß die bolometrische Korrektion für beide Sterne die gleiche ist.

Zweitens wurde γ Ori mit der Sonne verglichen:

$$M_{bol\odot} = +4{,}6, \quad \log T_\odot = 3{,}70, \quad \log g_\odot = 4{,}4$$

Für die bolometrische Korrektion können wir bei γ Ori nach [18] den Wert $-2{,}06$ annehmen, daraus folgt

$$M_{bol} = -4{,}63$$

Demnach erhält man

$$\Delta \log g = -0{,}3 \quad \text{und} \quad \log g \approx 4{,}1 \tag{28}$$

Die gute Übereinstimmung der nach der Masse-Leuchtkraft-Beziehung auf zweierlei Art berechneten Werte (27) und (28) zeigt, daß die Abweichung von (25) reell ist, also durch die Strahlungsbeschleunigung zustande gebracht wurde. Nach UNSÖLD [9] sollte für einen B2-Stern $\log g_r \geq 1{,}9$ sein, was also erfüllt ist.

Schlußfolgerungen. Vergleichung mit einigen β CMa Sternen

Da γ Ori einer der ersten Riesensterne (Leuchtkraftklasse III) ist, bei denen eine quantitative Spektralanalyse durchgeführt wurde, lohnt es sich die Ergebnisse mit den entsprechenden Daten eines Überriesen- und eines Zwergsternes (Typ *B*) zu vergleichen. Wir haben den durch VOIGT bzw. UNSÖLD untersuchten 55 Cyg und τ Sco ([6] und [19]) gewählt, weil bei γ Ori dieselbe Methode verwendet wurde. In Tab. 9 (Zusammenfassung) sind die neben den einzelnen Angaben gegebenen Fehlergrenzen durch die ziemlich vorsichtig geschätzten Fehler der n_e (nach (4)) berechnet. Offensichtlich entsprechen die Ergebnisse dem Riesen-Charakter von γ Ori ziemlich genau.

Tabelle 9. Vergleich der physikalischen Zustandsgrößen

	55 Cyg	γ Ori	τ Sco
Absolute Helligkeit	—5,5	—3,92	—2,6
$\Theta = \frac{5040}{T}$	0,31 ± 0,02	0,262 ± 0,01	0,179 ± 0,005
Temperatur T	16250 ± 1100°	19200 ± 800°	28150 ± 750°
Elektronendichte log n_e	13,20 ± 0,30	13,73 ± 0,30	14,48 ± 0,25
Elektronendruck log P_e	1,55 ± 0,30	2,15 ± 0,32	3,07 ± 0,25
Gravitation log g_{eff}	2,87 ± 0,50	3,79 ± 0,60	4,93 ± 0,40
Gravitation log g	3,1 ± (0,3)	4,1 ± (0,3)	4,4 ± 0,25
Turbulenz v_{turb} km/s	36 ± 3	2,08 ± (0,2)	< 2,6

Wir haben schon bemerkt, daß die Abweichung der relativen Häufigkeitsverteilung der durchschnittlichen Zusammensetzung ebenfalls unter der Fehlergrenze der Angaben bleibt (Siehe Tab 8 und Abb. 5 ; nur die *O* Atomzahl scheint etwas gering zu sein), so daß γ Ori seinem Spektrum nach zu den gewöhnlichen B-Sternen gerechnet werden kann. Seine Lage im HR Diagramm erweist sich aber als eine besondere, da er auf dem Ast der β CMa Sterne, oder in ihrer nächsten Nähe liegt (Siehe Abb. 6 die auf Grund [2] zusammengestellt wurde).

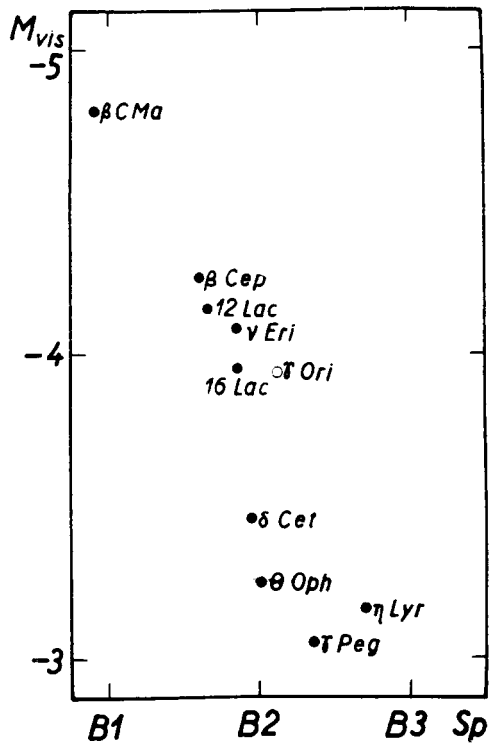

Abbildung 6. HERTZSPRUNG—RUSSEL-Diagramm für einige β CMa Sterne, die Lage von γ Ori angebend. (Nach [2])

Wenn wir die mit Hilfe der WK bestimmte chemische Zusammensetzung einiger β CMa Veränderlichen mit derjenigen von γ Ori vergleichen, kommen gewisse Abweichungen zum Vorschein, die nicht durch Unterschiede im Spektraltyp und in der absoluten Helligkeit erklärt werden können. Unsere Ergebnisse sind :

1. Das Häufigkeitsverhältnis Wasserstoff zu Helium. Aus Abb. 5 sieht man sofort, daß dieses Verhältnis bei den veränderlichen Sternen γ Peg und δ Cet auffallend groß ist, etwa um den Faktor 4 größer als in γ Ori und in den anderen nicht veränderlichen Sternen. Bemerkenswert ist, daß MANNINO in 1952/53 in drei *B*-Sternen, die damals als β CMa Veränderliche klassifiziert wurden, auch ein auffallend großes H/He Verhältnis gefunden

hat [20]. Die Veränderlichkeit dieser aus der alten Liste von Payne und Gaposhkin gewählten Sterne ist aber noch immer nicht ganz sicher.

Die log H/He Werte sind also

bei δ Cet: 1,44
γ Peg: 1,16
η Lyr: 1,15
η Aur: 1,10
γ Ori: 0,63

2. Das Verhältnis H/O. Der Vergleich beruht nur auf den ALLER'schen Untersuchungen [16]. ALLER hat mit Hilfe der WK bei γ Peg, δ Cet und ι Her ein abnorm großes H/O Verhältnis erhalten, und dieses Ergebnis wurde mittels Feinanalyse auch festgestellt. Zwei der Sterne (γ Peg und δ Cet) gehören ohne Zweifel zu dem β CMa Typ.

Die log *H/O* Werte sind:

bei γ Peg: 4,18
δ Cet: 3,66
γ Ori: 3,30

3. Häufigkeitsverteilung der Rest-Elemente. ALLER hat in einem anderen Artikel [21] die Ergebnisse der Spektralanalyse noch einiger *B*-Sterne — unter denen 3 β CMa Veränderlichen — mitgeteilt. Er gibt die relative Häufigkeit der *C, N, Mg,* und *Si* Atome im Vergleich mit *O*. In Tab. 10 und in Abb. 7 wurde die Häufigkeitsverteilung der Rest-Elemente von γ Ori und von den 5 β CMa Sternen zusammengestellt. Offensichtlich kann man eine systematische Abweichung — abgesehen von der verminderten *O* Häufigkeit bei γ Ori — nicht entdecken. Die verhältnismäßig große Streuung der Häufigkeitslogarithmen einiger Elemente folgt zweifellos aus der Tatsache, daß sie nur wenige meßbare Linien aufweisen.

Tabelle 10. Die Häufigkeitsverteilung der Rest-Elemente bei β CMa Sternen.

Element	γ Ori	γ Peg	δ Cet	15 CMa	ξ_1 CMa	σ Sco
C	—0,28	—0,29	—1,18	—1,19	—0,40	—0,84
N	—0,27	—0,60	—0,39	—0,59	—0,48	—0,54
O	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
Mg	—0,51	—0,47	—	—0,68	—1,18	—1,34
Si	—1,26	—1,21	—	—1,09	—1,62	—1,13

Was die Verläßlichkeit der verwendeten Methode betrifft, wissen wir, daß die Genauigkeit der UNSÖLD'schen Grobanalyse schon vielmals bezweifelt wurde. L. NEVEN und C. DE JAGER beweisen zum Beispiel, daß mit UNSÖLD's Methode die *He* Häufigkeit regelmäßig zu groß, und dadurch das *H/He* Verhältnis zu klein gemessen wird [22]. MINNAERT zeigt demgegenüber, daß bei Berücksichtigung der Genauigkeit der heutigen Angaben die Feinanalyse keine wesentliche Besserung bringt [15]. Da wir den Untersuchungen ohnehin nur den Vergleich verschiedener Häufigkeitsverteilung zum Ziel gesetzt haben, schien es als zweckmäßig die Grobanalyse zu verwenden.

Zum Schluß können wir feststellen, daß nach diesen Ergebnissen in der chemischen Zusammensetzung (besonders was Wasserstoff- und Heliumhäufigkeit anbelangt) ein gewisser Unterschied zwischen den β CMa Veränderlichen und den gewöhnlichen B-Sternen nicht als unmöglich betrachtet werden darf. Insofern diese Vermutung durch weitere Beobachtungen bestätigt würde, läßt sich die Ursache der Veränderlichkeit kaum durch eine äußere

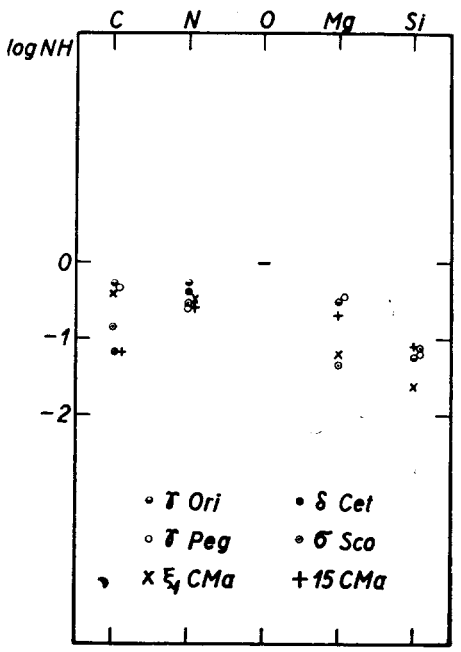

Abbildung 7. Häufigkeitsverteilung der Rest-Elemente im Verhältnis zu *O* bei β CMa Sternen und γ Ori.

Wirkung erklären (z. B. die Störung durch einen Satelliten von kleiner Masse), vielmehr muß man die Veränderlichkeit der β CMa Sterne mit ihrer chemischen Zusammensetzung im Zusammenhang bringen.

An dieser Stelle möchte ich den Herren BOJARTSCHUK und KOPILOW (Krim) für das zur Verfügung gestellte Beobachtungsmaterial und für die in der Auswertung gegebenen Ratschläge, A. BADJIN (Moskau) für seine Mithilfe bei den Berechnungen, sowie Herrn BÁNYAI (Budapest) für die Zeichnungen aufrichtig danken. Schließlich möchte ich nicht versäumen, der Ungarischen Akademie der Wissenschaften, die mir die Forschungsreise in der Sowjetunion ermöglicht hat, Dank zu sagen.

LITERATUR

1. Unsöld A.: Physik der Sternatmosphären. 2. Aufl. Berlin 1955
2. Копылов И. М. Изв. Крымской астрофиз. обс. *20* 156 1958
3. Struve O.: Publ. A. S. P. *65* 250. 1953
4. Moore Ch. E.: A Multiplet Table of Astrophysical Interest Princeton 1933
5. Underhill A. B.: Ap. J. *107* 337. 1948
6. Voigt H. H.: Z. Astrophysik *31* 73. 1952

7. Traving G.: Z. Astrophysik *36* 26. 1955
8. Garstang R. H.: M. N. *114* 124. 1955
9. Unsöld A.: Z. Astrophysik *23* 100. 1944
10. Aller L. H.: Astrophysics I. New York 1953
11. Корнилов А. И.: Сообщения ГАИШ *100* 65. 1957
12. Боярчук А. А. im Druck
13. Aller L. H., Elste G., Jugaku J.: Ap. J. Supplement Series *25* 12. 1957
14. Unsöld A.: Z. Astrophysik *23* 75. 1944
15. Minnaert M. G. J.: M. N. *117* 315. 1957
16. Aller L. H.: Ap. J. *109* 244. 1949
17. Aller L. H.: Handbuch der Physik LI 343. 1958
18. Kuiper G. P.: Ap. J. *88* 449. 1938
19. Unsöld A.: Z. Astrophysik *21* 73. 1942
20. Mannino G.: Contr. Osser. Astrof. Asiago 25, 30, 38. 1952—53
21. Hynek J. A.: Astrophysics McGraw-Hill Book Comp 1951
22. Neven L.—Jager C.: B. A. N. *12* 103. 1954

A kiadásért felel: Detre László Műszaki felelős: Húth István

A kézirat beérkezett: 1959. VI, 27. — Terjedelem: 2,1 (A/5) papírív.

49240/59 — Akadémiai Nyomda, Budapest — Felelős vezető: Bernát György