ASTRONOMISCHE NACHRICHTEN.

Band 198.

Nr. 4731.

3.

Eine Relation zwischen Sterntemperatur und Sterndurchmesser. Von *Adolf Hnatek*.

Versuche, aus der Helligkeit und Temperatur der Sterne auf ihre Durchmesser zu schließen, sind mehrfach unternommen worden, zuerst fast gleichzeitig von *J. v. Hepperger*¹⁾ und *B. v. Harkányi*²⁾, sowie kurze Zeit später von mir selbst³⁾. Wenngleich bei allen diesen Versuchen nur eine sehr beschränkte Anzahl von Sternen herangezogen worden ist, so läßt sich doch besonders aus den beiden ersten Arbeiten deutlich erkennen, daß die auf diese Weise gewonnenen Werte für die Sterndurchmesser eine Funktion der Sterntemperatur darstellen, derart, daß sie für Sterne niedrigerer Temperatur, also gelbe und rote Sterne, wesentlich größer erhalten werden, als für die heißeren Sterne etwa der Spektraltypen B bis F. Dieses eigentümliche Verhalten war übrigens vielleicht schon damals nicht mehr ganz unbekannt, da ja einige Jahre früher *Hertzsprung*⁴⁾ auf wesentlich anderem Wege zu dem Resultat gekommen war, daß im allgemeinen die Sterne der Unterabteilungen *c* und *ac*, sowie die Orionsterne, und von allen übrigen Sternen gerade die gelben und roten die größte Leuchtkraft besitzen, ein Ergebnis, welches ja schließlich nichts anderes besagt, als daß gerade diesen Sternen die größeren Durchmesser zukommen, und welches *Hertzsprung* schließlich unter Rücksichtnahme auf die eigentümlichen Spektren der *c*- und *ac*-Sterne dazu geführt hat, eine Erklärung hierfür in dem Vorhandensein zweier kollateraler Sternserien anzunehmen.

Im folgenden soll nun die Frage, ob dieses bemerkte eigentümliche Verhalten der roten Sterne genereller Natur ist, an der Hand einer größeren Anzahl von Sternen erörtert und gleichzeitig untersucht werden, ob die Annahme zweier kollateraler Sternserien zur Erklärung desselben unbedingt erforderlich ist, oder ob nicht vielleicht auf einem anderen Wege eine ebenso plausible Erklärung gefunden werden kann.

Zur Ableitung der relativen Sterndurchmesser läßt sich mit Vorteil die von *E. Rasch*⁵⁾ gegebene Formel für die visuelle Helligkeit des Schwarzen Körpers als Funktion seiner Temperatur benutzen, am besten in der ihr von *B. v. Harkányi*⁶⁾ gegebenen Form

$$\log h_T = A - B/T \quad A = 5.513997 \quad B = 11442.63.$$

Darnach werden für zwei Sterne mit den scheinbaren Radien q und q' und den Temperaturen T und T' die Gleichungen bestehen

$$\begin{aligned} \log h &= \log q^2 + A - B/T \\ \log h' &= \log q'^2 + A - B/T' \end{aligned}$$

oder durch Subtraktion die eine Gleichung

$$\log h - \log h' = \log(q^2/q'^2) + B(1/T' - 1/T).$$

Geht man mit $m = -2.5 \log h$ auf Größenklassen über, so erhält man schließlich zur Ermittlung des Verhältnisses der scheinbaren Durchmesser beider Sterne

$$\log(q^2/q'^2) = 0.4(m' - m) + B(1/T - 1/T') \quad (1)$$

und weiter bei Kenntnis der Parallaxen π und π' beider Sterne für das Verhältnis der wahren Durchmesser

$$r/r' = (q/q') \cdot (\pi'/\pi). \quad (2)$$

Zur Ermittlung des Verhältnisses der scheinbaren Durchmesser gegenüber dem Durchmesser eines Einheitssterns (im folgenden wurde $q_{\alpha \text{ Leonis}} = 1$ gesetzt) aus (1) stehen an Temperaturbestimmungen zur Verfügung die Potsdamer Serie von *J. Wilsing*⁷⁾ und *J. Scheiner* und die Göttinger Serie von *H. Rosenberg*⁸⁾.

Die Maßstäbe beider Serien sind allerdings voneinander verschieden, doch läßt sich die Göttinger Serie mit Hilfe der von *Rosenberg* loc. cit. selbst abgeleiteten Relation

$$c/T_{\text{Göttingen}} = (10/6.2) \cdot c/T_{\text{Potsdam}} - 2.000$$

auf die mir plausibler erscheinende Potsdamer Serie reduzieren. Nimmt man diese Reduktion vor und behandelt man beide Serien vorläufig noch getrennt, so ergeben sich mit den Formeln (1) und (2) die in den folgenden zwei Tafeln nach der Temperatur geordneten, aus den Überschriften leicht verständlichen Zahlen.

Stern	Größe Harv. Ann. 50	Spektr.	T	$q/q_{\alpha \text{ Leon.}}$	Parallaxe		$r/r_{\alpha \text{ Leon.}}$	$r/r_{\odot}$
					π	Autor.		
Potsdamer Temperaturserie.								
μ Gemin.	3 ^m 19	XVIIIa	2800 ^o	11.61				
α Serpent.	4.28	XVIa	2800	7.03				
β Andr.	2.37	XVIIa	2900	14.39	0".036	Fli	13.2	114.8
γ Lyncis	3.30	XVIa	3000	8.05				
ν Virginis	4.20	XVIIa	3000	5.32				
δ "	3.66	XVIIIa	3000	6.82				
ν Bootis	4.28	XVIa	3100	4.46				
δ Sagittae	3.78	XVIIIc	3100	5.61				
β Cancr.	3.76	XVa	3200	4.97				
γ Aquilae	2.80	XVa	3300	6.81				

¹⁾ Vergleichung der in Potsdam bestimmten Temperaturen von Sternen mit den Größenangaben des Draperkatalogs und der Revised Harvard Photometry. Wiener Sitz.-Ber. 1910 I.197.

²⁾ Darstellung der photometrischen und photographischen Größe als Funktion der Temperatur der Sterne. A. N. 186.161.

³⁾ Bestimmung einiger effektiver Sterntemperaturen und relativer Sterndurchmesser auf spektralphotographischem Wege. A. N. 187.369.

⁴⁾ Zur Strahlung der Sterne. Zeitschrift f. wiss. Photogr. III.429 und V.86.

⁵⁾ Annalen der Physik 1904 14.194.

⁶⁾ Über die Flächenhelligkeit, photometrische Größe und Temperatur der Sterne. A. N. 185.33.

⁷⁾ Temperaturbestimmungen von 109 helleren Sternen aus spektralphotometrischen Beobachtungen. Potsd. Publ. XIX und A. N. 183.97.

⁸⁾ Photographische Untersuchung der Intensitätsverteilung in Sternspektren. A. N. 193.357.

Stern	Größe Harv. Ann. 50	Spektr.	<i>T</i>	$\varrho/\varrho_{\alpha\text{Leon.}}$	Parallaxe		$r/r_{\alpha\text{Leon.}}$	$r/r_{\odot}$	Stern	Größe Harv. Ann. 50	Spektr.	<i>T</i>	$\varrho/\varrho_{\alpha\text{Leon.}}$	Parallaxe		$r/r_{\alpha\text{Leon.}}$	$r/r_{\odot}$
					π	Autor.								π	Autor.		
γ Sagittae	3 ^m 7.1	XVIa	3300°	4.48					γ Hercul.	3 ^m 7.9	XIab	6200°	0.67				
ϵ Pegasi	2.54	XVa	3300	7.67	0.041	Fli	6.2	53.9	β Delph.	3.72	XIIa	6300	0.67				
δ Andr.	3.48	XVa	3500	3.94					δ Aquilae	3.44	XIab	6400	0.73				
α Bootis	0.24	XVa	3500	17.60	0.075	Gron	7.7	67.0	μ Andr.	3.94	IXab	6500	0.56				
λ Pegasi	4.14	XVa	3500	2.92					ζ Leonis	3.52	XIab	6600	0.67				
π Hercul.	3.36	XVa	3600	2.99	0.110	Wag- Belop.	0.90	7.8	δ »	2.58	IXb	6900	0.94				
η Piscium	3.72	XIVa	3700	2.90					17 Tauri	3.81	Va	7100	0.50				
α Arietis	2.23	XVa	3700	5.75	0.058	Hn	3.3	28.7	α Ophiu.	2.14	Xb	7100	1.09	0.100	Hn	0.36	3.1
ν Urs.maj.	3.71	XVa	3700	2.91					α Aquilae	0.89	Xb	7100	1.94	0.218	Hn	0.29	2.5
α Serpent.	2.75	XVa	3700	3.60	0.151	Fli	0.8	7.0	β Serpent.	3.74	IXb	7300	0.50				
μ Leonis	4.10	XVa	3800	2.22					τ Cygni	3.82	XIab	7300	0.48	0.128	Gron	0.12	1.0
δ Tauri	3.93	XVa	3900	2.19					β Cor.bor.	3.72	XIp	7600	0.47				
β Ophiu.	2.94	XVa	4000	3.18					δ Hercul.	3.16	VIIIb	7700	0.59	0.040	Leav.	0.49	4.3
ϑ Hercul.	3.99	XVa	4000	1.96					α Can.ven.	2.80	VIIIp	7800	0.68				
σ Tauri	3.80	XIVa	4100	1.97					109 Virg.	3.76	VIIIb	7800	0.44				
δ Cancr.	4.17	XV	4100	1.66					α Andr.	2.15	VIIIp	8000	1.85	0.059	M.N. 55	1.03	9.0
ϵ »	4.09	XIVa	4100	1.73					ϵ Serpent.	3.75	VIIIa	8000	0.42				
ϵ Leonis	3.12	XIVp	4100	2.70					β Leonis	2.23	IXb	8100	0.83	0.099	Hn	0.28	2.4
ϵ Bootis	2.59	XVc	4100	3.44	0.050	Fli	2.3	20.0	β Can.mi.	3.09	Vlb	8400	0.53				
109 Herc.	3.92	XVa	4100	1.87	0.029	Gron	3.1	27.0	ϑ Leonis	3.41	VIIIa	8400	0.46				
ϵ Cygni	2.64	XVa	4100	3.37					γ Lyrae	3.30	VIIa	8600	0.46				
φ^2 Orionis	4.39	XVa	4200	1.39					γ Ophiu.	3.74	VIIb	8700	0.37				
ζ Hydrae	3.30	XVa	4200	2.30					α Piscium	3.94	IXc	8800	0.33				
δ Bootis	3.54	XVa	4200	2.01					ϵ Herculis	3.92	VIIa	8800	0.31				
κ Ophiu.	3.42	XVa	4200	2.17					γ Pegasi	2.87	IVa	8900	0.53	0.082	Fli	0.21	1.8
η Pegasi	3.10	XIVa	4200	2.52	0.028	Fli	3.0	26.1	ϑ »	3.70	VIIIa	8900	0.37				
ϵ Gemin.	3.89	XVa	4300	1.63					γ Cor.bor.	3.93	VIIIab	9100	0.32				
ϵ Virginis	2.95	XVa	4300	2.51	0.034	Fli	2.4	20.9	η Leonis	3.58	VIIc	9300	0.36				
χ Tauri	3.86	XIV	4400	1.54					ϱ »	3.85	IIp	9300	0.32				
κ Gemin.	3.68	XIVa	4400	1.67					ζ Pegasi	3.61	VIab	9300	0.36				
β »	1.21	XVa	4400	5.22	0.064	Gron	2.7	23.5	α Leonis	1.34	Vlb	9400	1.00	0.033	Gron	1.00	8.7
β Aquilae	3.90	XVa	4400	1.51					σ Herculis	3.83	VIIb	9500	0.31				
γ Piscium	3.85	XVa	4400	1.55					α Cor.bor.	2.31	VIIIab	9600	0.63	0.054	Fli	0.38	3.3
β Hercul.	2.81	XVa	4600	2.20	0.020	Fli	3.6	31.3	ξ Tauri	3.75	Vlb	9800	0.31				
ζ Cygni	3.40	XVa	4700	1.57					ζ Virginis	3.44	IXb	9800	0.36				
70 Ophiu.	4.07	XVa	4800	1.09	0.168	Gron	0.21	1.8	ζ Aquilae	3.02	VIIb	9800	0.44				
ϵ Hydrae	3.48	XIIIa	4900	1.35					67 Ophiu.	3.92	V	10000	0.28	0.073	Fli	0.13	1.1
ξ Hercul.	3.82	XVa	4900	1.16					γ Gemin.	1.93	VIIIa	10300	0.67				
η Bootis	2.80	XIVa	5000	1.75					ζ Bootis	3.86	IX	10400	0.27				
η Hercul.	3.61	XVa	5100	1.15	0.150	Fli	0.25	2.2	α Delph.	3.86	Vlb	10700	0.26				
μ »	3.48	XIVa	5200	1.16	0.113	Hn	0.34	3.0	α Pegasi	2.57	VIIIb	11500	0.44	0.036	Fli	0.40	3.5
ϵ Pegasi	3.96	XIIa	5200	0.93					λ Orionis	3.49	Ib	12800	0.26				
σ Leonis	3.76	XIIc	5300	0.97													
α Triang.	3.58	XIIa	5500	0.96					α Orion. ¹⁾	var.	XVIIIa	2900	41.32	0.030	Gron	45.5	395.9
π^3 Orion.	3.31	XIIIa	5500	1.09					α Herc. ¹⁾	var.	XIXa	2900	3.06				
ζ Hercul.	3.00	XIVa	5500	1.26	0.143	Hn	0.29	2.5	η Aquil. ¹⁾	var.	XIVac	4200	2.00				
δ Gemin.	3.51	XIab	5600	0.91					1) $\rho/\rho_{\alpha\text{Leonis}}$ ist mit der Maximalhelligkeit berechnet.								
ξ »	3.40	XIIa	5700	0.96					Göttinger Temperaturserie.								
γ Cygni	2.32	XIIIc	5700	1.58	0.055	Hn	0.95	8.3	α Tauri	1.06	XVIa	2700	32.90	0.073	Gron	14.8	128.8
α Equulei	4.14	XIIIc	5700	0.69					β Urs. mi.	2.24	XVIa	2800	16.07	0.014	Fli	37.9	329.7
γ Serpent.	3.86	XIIIa	5800	0.76	0.029	Gron	0.87	7.6	γ Dracon.	2.42	XVIa	2900	12.56	0.107	Gron	3.9	33.9
γ Bootis	3.00	XIab	6000	0.82					β Andr.	2.37	XVIIa	3200	8.39	0.036	Fli	7.7	67.0
σ Persei	3.94	IIIab	6100	0.65					α Arietis	2.23	XVa	3300	7.91	0.058	Hn	4.5	39.2
β Virgin.	3.80	XIIIa	6100	0.73	0.118	Gron	0.20	1.7	γ Aquilae	2.80	XVa	3300	6.08				

Stern	Größe Harv. Ann. 50	Spektr.	T	$\varrho/\varrho_{\alpha\text{Leon.}}$	Parallaxe		$r/r_{\alpha\text{Leon.}}$	$r/r_{\odot}$
					π	Autor.		
ϵ Pegasi	2 ^m 54	XVa	3500°	5.46	0.041	Fli	4.4	38.3
α Urs.ma.	1.95	XVa	3500	7.16	0.037	Fli	6.4	55.7
α Bootis	0.24	XVa	3500	15.74	0.075	Gron	6.9	60.0
ϵ Aurigae	2.90	XVa	3600	4.16				
β Dracon.	2.99	XIVa	3700	3.62				
γ Andr.	2.20	XVc	3900	4.34	0.007	Gron	20.5	178.4
α Serpent.	2.75	XVa	3900	3.37	0.151	Fli	0.74	6.4
α Cassiop.	2.47	XVa	3900	3.84				
β Gemin.	1.21	XVa	3900	6.87	0.064	Gron	3.5	30.4
β Ophiu.	2.94	XVa	3900	3.10				
ϵ Cygni	2.64	XVa	3900	3.55				
η Dracon.	2.89	XIV	4000	2.91	0.080	Fli	1.2	10.4
γ Leonis	2.30	XVa	4100	3.52	0.035	Hn	3.3	28.7
α Aurigae	0.21	XIVa	4500	6.92	0.066	Gron	3.5	30.4
β Hercul.	2.81	XVa	4900	1.64	0.020	Fli	2.7	23.5
γ Cygni	2.32	XIIIc	4900	2.16	0.055	Hn	1.3	11.3
α Urs.mi.	2.12	XIIIac	4900	2.25	0.049	Hn	1.5	13.1
ϵ Bootis	2.59	XVc	5000	1.73				
γ Persei	3.08	XIVc	5100	1.31				
η Bootis	2.80	XIVa	5100	1.49				
α Persei	1.90	XIIac	5600	1.79	0.109	Fli	0.54	4.7
α Can.mi.	0.48	XIIa	5800	3.17	0.324	Gron	0.32	2.8
β Cassiop.	2.42	XIIab	5900	1.25	0.074	Gron	0.56	4.9
α Cephei	2.60	Xb	7000	0.81	0.084	Fli	0.32	2.8
α Aquilae	0.89	Xb	7000	1.77	0.218	Hn	0.27	2.3
δ Cassiop.	2.80	Xab	7000	0.74				
δ Leonis	2.58	IXb	7000	0.81				
α Ophiu.	2.14	Xb	7800	0.82	0.100	Hn	0.27	2.3
β Leonis	2.23	IXb	7900	0.77	0.099	Hn	0.26	2.3
δ Persei	3.10	Vb	8100	0.50				
γ Gemin.	1.03	VIIIa	8100	0.86				
β Arietis	2.72	Xa	8200	0.58	0.055	Fli	0.35	3.0
γ Aurigae	2.71	VIIIp	8300	0.57				
β Urs.maj.	2.44	VIIIa	8300	0.65	0.036	Fli	0.60	5.2
α Can.ven.	2.80	VIIIp	8500	0.53				
ϵ Urs.maj.	1.68	VIIIp	8600	0.91				
α Leonis	1.34	VIb	8700	1.00	0.033	Gron	1.00	8.7
α Cygni	1.33	VIIIc	8800	0.99				
α Gemin.	1.58	VIIIa	8800	0.88	0.037	Hn	0.78	6.8
β Orionis	0.34	VIc	8800	1.55	0.007	Gron	7.2	62.6
α Lyrae	0.14	VIIa	8900	1.68	0.094	Gron	0.59	5.1
β Aurigae	2.07	VIIIa	8900	0.69	0.020	Hn	1.1	9.6
δ Cygni	2.97	VIIb	9000	0.45				
α Virginis	1.21	IIIb	9000	1.01				
ϵ Persei	2.96	IIa	9000	0.45				
β Tauri	1.78	VIa	9100	0.76				
α Pegasi	2.57	VIIIb	9400	0.51	0.036	Fli	0.47	4.1
α Can.ma.	—1.58	VIIa	9400	3.43	0.376	Gron	0.30	2.6
γ Urs.maj.	2.54	VIIIb	9400	0.51	0.043	Fli	0.39	3.4
α Andr.	2.15	VIIIp	10000	0.57				
η Urs.maj.	1.91	IVb	10000	0.63				
γ Orionis	1.70	IVa	10100	0.69	0.013	Hn	1.7	14.8
β Eridani	2.92	IXb	10200	0.39	0.022	Fli	0.58	5.0
ζ Persei	2.91	IIIa	10200	0.39				

Stern	Größe Harv. Ann. 50	Spektr.	T	$\varrho/\varrho_{\alpha\text{Leon.}}$	Parallaxe		$r/r_{\alpha\text{Leon.}}$	$r/r_{\odot}$
					π	Autor.		
ζ Orionis	1 ^m 91	IIb	10200°	0.62				
δ »	2.46	IIb	10200	0.48	0.082	Fli	0.19	1.7
κ »	2.20	IIa	10200	0.54	0.027	»	0.66	5.7
ϵ »	1.75	IIa	10200	0.66	0.058	»	0.37	3.2
γ Cassiop.	2.25	L	10300	0.52	0.022	»	0.78	6.8
γ Pegasi	2.87	IVa	10300	0.39	0.082	»	0.16	1.4
α Cor.bor.	2.31	VIIIab	11800	0.43	0.054	»	0.27	2.3
ζ Urs.maj.	2.09	VIIIa	11800	0.48				
α Orion. ¹⁾	var.	XVIIIa	2700	40.65	0.030	Gron	44.7	388.9
β Persei. ¹⁾	var.	VIa	7400	0.92	0.038	Hn	0.80	7.0

¹⁾ Mit der Maximalhelligkeit gerechnet.

In beiden Tafeln ist gleichzeitig der Übergang auf das Verhältnis der wahren Durchmesser, sowie auf das Verhältnis zum Sonnendurchmesser mit Hilfe der bekannt gewordenen Parallaxenwerte bewerkstelligt unter der Annahme, daß der wahre Durchmesser von α Leonis = $8.7\odot$ sei, ein Wert, zu dem *B. v. Harkányi* (l. c.) gelangt ist. Die dazu notwendigen Parallaxen sind größtenteils den Publ. of the Astronomical Laboratory at Groningen No. 24 (Gron) entnommen, teilweise den Neubestimmungen durch *A. S. Flint* (Fli) in A. J. 631. Wo neuere Messungen für die Groninger Sterne vorlagen, habe ich sie selbst mit diesen letzteren in Mittelwerte (Hn) zusammengezogen, unter Verwendung der von *Kapteyn* l. c. benutzten Gewichtszahlen.

Zunächst sei hier ein Versuch erwähnt, der mit dem eigentlichen Thema nicht zusammenhängt. Da speziell für die obigen Sterne des Typus XV ziemlich viele Parallaxen vorliegen, lag der Gedanke nahe, zu prüfen, ob nicht für diese Sterne gleichen Spektrums ein Zusammenhang zwischen Parallaxe und Temperatur vorhanden sei. Ein solcher Zusammenhang mußte offenbar in dem Fall bestehen, wenn eine genügend große allgemeine Absorption des Weltraumes bestände, da in diesem Fall eine systematische, von der Entfernung des Sterns abhängige Fälschung der beobachteten Temperatur auftreten müßte. Da sich eine solche Gesetzmäßigkeit in keiner Weise andeutet, muß also angenommen werden, daß die eventuell vorhandene Absorption des Weltraumes viel zu gering ist, um eine Veränderung der beobachteten Sterntemperaturen verursachen zu können.

Was nun die Sterndurchmesser angeht, so seien dieselben zuerst in der folgenden nach Temperaturintervallen von je 500° fortschreitenden Tabelle in Mittelwerte vereinigt.

In den Zahlen dieser Tabelle drückt sich deutlich das schon eingangs erwähnte, von verschiedener Seite bemerkte Anwachsen der Sterndurchmesser für Sterne niedrigerer Temperatur aus. Man erkennt gleichzeitig, daß der gesetzmäßige Zusammenhang, der hier offenbar besteht, in der Gegend der Temperatur von etwa 5500° eine Art Unstetigkeit erleidet, derart, daß die Durchmesser aller heißeren Sterne im wesentlichen ungefähr von der Größenordnung des Sonnendurchmessers ausfallen, bei den niedrigeren Temperaturen aber ungemein rasch ansteigen. Besonders deutlich spricht sich dies in den beiden Kurvenzügen für die scheinbaren (Fig. 1)

Temperatur	Scheinbare Durchmesser ($\varrho_{\alpha \text{ Leonis}} = 1$)							Wahre Durchmesser ($r_{\odot} = 1$)					
	Potsdam		Göttingen		Mittel			Potsdam		Göttingen		Mittel	
	ϱ	Stern- zahl	ϱ	Stern- zahl	ϱ_m	T_m	mittlere Helligk.	r	Stern- zahl	r	Stern- zahl	r_m	T_m
2500–3000°	8.87	6	14.31	2	10.23	2850°	3 ^m 21	114.8	1	164.1	3	151.8	2850°
3100–3500	5.11	8	7.00	5	5.84	3350	3.11	60.4	2	52.0	5	54.4	3400
3600–4000	3.08	9	3.97	9	3.52	3850	2.98	14.5	3	56.4	4	38.4	3800
4100–4500	2.25	19	5.22	2	2.53	4250	3.23	23.5	5	29.5	2	25.2	4250
4600–5000	1.52	6	1.94	4	1.69	4850	3.02	16.6	2	16.0	3	16.3	4800
5100–5500	1.07	7	1.40	2	1.14	5200	3.40	2.6	3			2.6	5300
5600–6000	0.92	6	1.52	2	1.07	5800	3.07	7.9	2	4.1	3	5.6	5800
6100–6500	0.67	6			0.67	6300	3.77	1.7	1			1.7	6100
6600–7000	0.80	2	0.79	3	0.79	6850	2.82			2.5	2	2.5	7000
7100–7500	0.49	3	0.92	1	0.60	7300	3.37	2.2	3	7.0	1	3.4	7300
7600–8000	0.52	5	0.80	2	0.60	7800	3.08	6.7	2	2.3	2	4.5	7800
8100–8500	0.61	3	0.61	6	0.61	8250	2.71	2.4	1	4.1	2	3.5	8100
8600–9000	0.40	6	0.96	10	0.75	8800	2.32	1.8	1	7.5	4	6.4	8800
9100–9500	0.44	6	0.59	3	0.49	9300	3.00	8.7	1	3.4	3	4.7	9400
9600–10000	0.40	5	0.60	2	0.46	9900	2.56	2.2	2			2.2	9800
10100–10500	0.47	2	0.52	9	0.51	10250	2.43			5.5	7	5.5	10200
10600–11000	0.26	1			0.26	10700	3.86						
11100–11500	0.44	1			0.44	11500	2.57	3.5	1			3.5	11500
11600–12000			0.45	2	0.45	11800	2.20			2.3	1	2.3	11800
12600–13000	0.26	1			0.26	12800	3.49						

Wegen abnormer Werte sind in den Mittelwerten nicht berücksichtigt:

bei den scheinbar. Durchmessern: α Bootis, α Aquilae, α Ophiuchi, α Andromedae, α Tauri, α Canis min. und α Canis maj.,
bei den wahren Durchmessern: α und γ Andromedae, β Orionis.

und wahren Durchmesser (Fig. 2) aus, die mit den Zahlen der Tabelle mit dem Durchmesser als Ordinate und der Temperatur als Abszisse konstruiert sind. Beide Kurven zeigen ein scharfes Knie bei etwa 5500°. Das plötzliche Anwachsen der Durchmesserwerte von dieser Grenztemperatur an, äußert sich also ebenso in den scheinbaren wie in den wahren Durchmessern.

Fig. 1

Fig. 2.

Um vorerst das Verhalten der α - und $\alpha\epsilon$ -Sterne in dieser Beziehung für sich zu untersuchen, seien zuerst die Mittelwerte für die scheinbaren Durchmesser dieser Sterne herausgehoben. Man erhält:

c - und ac -Sterne				
	Potsdam		Göttingen	
Typus VI	—	—	$q = 1.55$	Sterne: 1
VII	$q = 0.36$	Sterne: 1	—	—
VIII	—	—	0.99	1
IX	0.33	1	—	—
XII	0.97	1	1.79	1
XIII	1.14	2	2.20	2
XIV	—	—	1.31	1
XV	3.44	1	3.03	2
XVIII	5.61	1	—	—

Die c - und ac -Sterne zeigen also dasselbe Verhalten bezüglich des Zusammenhanges zwischen Temperatur und Durchmesser wie alle übrigen Sterne. Eine Erklärung für die größeren Durchmesser der gelben und roten Sterne wird daher kaum in der Annahme einer kollateralen Sternserie gefunden werden können und anderswo gesucht werden müssen.

Zu letzterem Zweck sei auf einige Analogien hingewiesen, welche darzutun scheinen, daß die Temperatur von etwa 5500° für die Sternentwicklung überhaupt eine Art »kritischer Temperatur« darstellt, bei welcher im Stern größere Umwälzungen aufzutreten, resp. ihren Anfang zu nehmen scheinen. Bildet man die Mitteltemperaturen aus beiden Temperaturserien (T_P , T_G) für die *Mauryschen* Spektraltypen, so erhält man:

Typus	Potsdam	Göttingen	Mittel
I	$T_P = 12800^\circ$	$T_G = —$	$T_m = 12800^\circ$
II	9300	9760	9700
III	6100	9600	8400
IV	8900	10130	9800
V	8550	8100	8400
VI	9520	8500	9070
VII	9120	9100	9100
VIII	8830	9300	9080
IX	7900	8370	8060
X	7100	7400	7300
XI	6530	—	6530
XII	5600	5770	5660
XIII	5620	4900	5440
XIV	4450	4500	4470
XV	4060	3870	4000
XVI	3050	2800	2940
XVII	3000	3200	3050
XVIII	2900	2700	2850
XIX	2900	—	2900

Sieht man von den Unstimmigkeiten bei den Heliumsternen ab, welche letztere sich ja auch aus anderen bekannten Gründen als etwas Separates von den übrigen Sternen absondern, so verläuft der Temperaturgang nahezu proportional dem Spektraltypus. Beide Temperaturreihen zeigen aber eine deutliche Unterbrechung, und zwar die aus den Potsdamer Temperaturen abgeleitete bei den Typen XII–XIII, die aus der Göttinger Serie erhaltene des anderen Temperaturmaßstabes wegen etwas verschoben bei den Typen XIII–XIV. Wir gelangen mit dieser Eigentümlichkeit also wieder genau an die kritische Stelle bei der Temperatur von etwa 5500° .

Eine weitere Diskontinuität zeigt sich ebendort in den relativen Sternzahlen für die einzelnen Spektraltypen. Nach *Pickering's* ¹⁾ Untersuchungen ist die Zahl der A-Sterne am größten. Man könnte daraus folgern, daß das Durchschnittsalter unseres Fixsternsystems etwa dem Alter eines A-Sternes entspricht. Die Sternzahl fällt aber nicht, wie dann zu erwarten wäre, durch die weiteren Typen F, G, ... M regelmäßig ab, sondern erleidet einen plötzlichen Abfall in den Typen F und G, um dann noch ein ziemlich niedriges sekundäres Maximum in den K-Sternen zu erreichen. Es scheint somit, als würde im Typus F, also an der erwähnten kritischen Stelle eine Verzögerung temporärer Art in der Sternentwicklung eintreten.

Eine gemeinsame Erklärung für alle diese Umstände kann schließlich darin gefunden werden, daß gerade bei den in Betracht kommenden Temperaturen zuerst chemische Verbindungen möglich zu werden scheinen, wie beispielsweise aus dem Nachweis des Cyans im mittleren Sonnenspektrum, oder des Titanoxyd und der Kohlenwasserstoffe im Sonnenfleckenspektrum gefolgert werden kann. Daß sich Verbindungen erst in Sternspektren eines viel späteren Stadiums nachweisen lassen, liegt offenbar daran, daß die Bildung chemischer Verbindungen bei so hohen Temperaturen, also hart an der Dissoziationsgrenze zunächst nur lokal vor sich gehen wird, sich im mittleren Sternspektrum daher ebenso wenig äußern kann, wie die erwähnten lokalen Bildungen von Titanoxyd und Kohlenwasserstoffen auf der Sonne im mittleren Sonnenspektrum.

Bedenkt man, daß die Bildung chemischer Verbindungen fast stets mit Wärmeentwicklung verbunden ist und nicht selten sogar unter explosionsartigen Erscheinungen vor sich geht, so finden die beobachteten Anomalien eine ganz zwanglose Erklärung. Man braucht bei dem anfänglich nur lokalen Auftreten solcher Verbindungen keineswegs an katastrophale Verhältnisse zu denken, wie sie vielleicht in manchen Fällen bei den neuen Sternen obwalten. Aus demselben Grunde werden auch Helligkeitsänderungen anfänglich kaum bemerkbar werden, und jedenfalls erst dann auftreten, wenn die Bildung der Verbindungen energischer und in ausgedehnterem Maße vor sich zu gehen beginnt und die dabei stattfindenden Temperatursteigerungen größere Flächen der Sternscheibe betreffen, also etwa bei den roten Sternen (Typus K–M). Tatsächlich gehören die meisten dieser Sterne in die Gruppe der Veränderlichen mit langer und unregelmäßiger Periode.

Die bei Entstehung chemischer Verbindungen auftretenden Bildungswärmen werden jedenfalls dazu führen, daß der durch Ausstrahlung in den Weltraum bewirkte Temperaturabfall und mit diesem der regelmäßige Übergang vom heißeren in den kälteren Spektraltypus eine Verzögerung erleidet. Diese Verzögerung wird sich, da wir ja nur das Oberflächenspektrum der Sterne beobachten können, einerseits darin äußern, daß der Stern länger im heißeren Typus verbleiben wird, andererseits in einer gewissen, nur durch das Verhalten einzelner dominierender Elemente gestörten Ähnlichkeit der an der kritischen Stelle aufeinanderfolgenden Spektraltypen ausdrücken. Beide Umstände treffen zu, vorerst der letztere in dem nahe gleichen Verhalten der Metalllinien

¹⁾ Distribution of stellar spectra. Harv. Ann. 56.

in den Spektren der A-F-Sterne. Da die Störung zudem vorläufig noch eine oberflächliche, vielleicht sogar nur atmosphärische ist, die den von der Gesamttemperatur des Sterns abhängigen Entwicklungsverlauf nicht hemmt und ihn den Weg vom A- zum G-Typus in kaum veränderter Zeit durchlaufen läßt, wird derselbe nach scheinbar längerem Aufenthalt im A-Typus nun rascher in den G-Typus übergehen, ein Umstand, der sich statistisch in der von *Pickering* l. c. bemerkten relativ kleinen Zahl der ein F-Spektrum zeigenden Sterne erkennen lassen wird.

Kühlt sich der Stern weiter ab, sodaß schließlich die Bedingung für ein sukzessives Auftreten stets neuer Verbindungen in rascher Folge gegeben ist, so wird nun der durch Ausstrahlung in den Weltraum bewirkte Wärmeverlust durch die frei werdenden Bildungswärmen um so mehr gedeckt werden können, je allgemeiner und tiefer in den Sternkörper eingreifend die Bildung der Verbindungen vor sich geht. Der Temperaturabfall von Typus zu Typus, also bei fortschreitender Veränderung des Spektrums, wird, wie sich dies auch in den oben zusammengestellten Mitteltemperaturen für die *Mauryschen* Spektraltypen etwa vom Typus XIV ab zeigt, stets langsamer werden und schließlich bei derselben Grenztemperatur, welche mehreren, nur der chemischen Zusammensetzung nach verschiedenen Spektraltypen gemeinsam zukommt, so lange halten, als ein Ersatz der ausgestrahlten Wärme durch chemische Vorgänge möglich ist.

Was das Anwachsen der Sterndurchmesser bei abnehmender Temperatur betrifft, eine Tatsache, die unter der Voraussetzung, daß die Sterne ihre Wärmeverluste durch Ausstrahlung in den Raum im Wege fortschreitender Kontraktion zu decken suchen, geradezu paradox erscheinen muß, so kann dasselbe mit Rücksicht auf den oben erwähnten Umstand, daß chemische Verbindungen nicht selten unter explosionsartigen Erscheinungen zustande kommen, um so eher wirklich reeller Natur sein, als ja in unserem Falle die Möglichkeit der Bildung von Verbindungen infolge des stetigen Abfalls der Temperatur stets wächst. Wir brauchen dabei aber keineswegs derartige Durchmesservergrößerungen anzunehmen, wie sie eingangs gefunden worden sind und schließlich bei den roten Sternen auf Kugeln vom Durchmesser der Erdbahn und darüber führen, da die zur Erklärung der an derselben Temperaturstelle gemeinsam auftretenden Unstetigkeiten herangezogene Annahme des progressiv gesteigerten Auftretens chemischer Verbindungen an sich vielleicht schon ausreichen kann, die beobachteten Durchmesservergrößerungen als nur scheinbare und aus anderen Begleitumständen zu erklärende auffassen zu lassen.

Treten an irgendwelchen Stellen der Sternatmosphäre plötzlich Verbindungen auf, so werden hierdurch Störungen im normalen Verlauf der Dichte- und Brechungsverhältnisse verursacht, und zwar in um so höherem Maße, je allgemeiner und auf je größeren Gebieten sie stattfinden. Solche Schlieren äußern ebenso, wie z. B. die Sonnenflecken, eine lichtabsorbierende Wirkung, die je nach der Stärke der Störung, im langwelligen Strahlengebiet sehr gering, für kurzwelliges Licht aber sehr groß sein kann. Der Gesamteindruck, den also ein entfernter Beobachter bei ihrem Auftreten empfinden wird, muß daher dem ähnlich sein, als wäre vor den Stern eine

Gashölle mit in der Richtung Rot-Blau steigender Absorption getreten. Eine derartige Gashölle wird aber stets bewirken, daß die Oberflächentemperatur aus spektralphotometrischen Beobachtungen zu niedrig gefunden wird. Die dadurch gerechtfertigte Annahme, daß von der kritischen Stelle ab alle wahren effektiven Temperaturen tatsächlich um so höher sind als die beobachteten, je niedriger die letzteren ausfallen, genügt aber vollends, die bemerkten Vergrößerungen der Sterndurchmesser zu beseitigen. Jedenfalls werden die beiden erwähnten Erklärungsmöglichkeiten zusammenwirken. Die Durchmesservergrößerung wird zum Teil reeller Natur sein, hervorgerufen durch Vorgänge im Stern selbst, und zum Teil auf Kosten der denselben Vorgängen zufolge zu niedrig gefundenen Temperaturen zu setzen sein. Man mag den Betrag dieser Durchmesservergrößerung aber auf beide Möglichkeiten unter der Annahme gleichzeitigen Mitspielens beider aufteilen, wie man will, stets ergibt sich dabei, daß zunächst an der beobachteten Diskontinuitätsstelle eine Verzögerung oder gar Umkehrung des Temperaturabfalles vorhanden ist, daß sich dann die Temperatur auf dem Wege durch die nächsten Spektraltypen XV–XVI nahe konstant erhält, um dann zu einer den Typen XVII–XIX gemeinsamen etwas niedrigeren unteren Grenze zu gelangen.

Es scheint damit, als wenn die übliche Klassifikation der Sternspektren etwa vom Typus XII–XIII ab keine eigentliche Temperaturskala darstellen würde. Allerdings bedeuten die Typen XIII–XV oder XVI noch immer ein Nacheinander in der Sternentwicklung, dessen einzelne Stadien aber nicht im Wege eines stetigen Temperaturabfalles erreicht werden, sondern bei gleicher, möglicherweise in den Typen XIV bis XV sogar etwas gesteigerter Temperatur lediglich durch die stets anwachsende Energie innerer chemischer Vorgänge charakterisiert sind.

Ein Zahlenbeispiel wird jedenfalls am besten geeignet sein, darzutun, ob die eben gegebene Erklärung der bei der Temperatur von etwa 5500° eintretenden Anomalien auf plausible Werte führt. Zu dem Zweck sei angenommen, daß nur der fünfte Teil der beobachteten Durchmesservergrößerungen reell sei, die übrigen vier Fünftel aber durch die zu niedrig gefundene Temperatur vorgetäuscht seien. Legt man die mittleren scheinbaren Durchmesser der obigen Tabelle zugrunde, was gestattet ist, weil die mittleren Parallaxen für jede Temperaturgruppe nahe von derselben Größenordnung sind, so erhält man folgende wahre Oberflächentemperaturen, die in Gleichung (1) statt der beobachteten eingeführt, diese Annahme befriedigen würden:

beob. Temp.:	4850°	wahre Temp.:	5200°
	4250		5100
	3850		5300
	3350		4900
	2850		4200

Man gelangt also durchweg zu Werten, welche sich nicht allzuviel von den beobachteten entfernen, und deren Differenz gegen diese letzteren vielleicht nicht einmal viel größer ausfällt als der Fehler, der bei Temperaturbestimmungen an stellaren Objekten als zulässig angenommen werden kann. Figur 3 zeigt den Temperaturverlauf für die aufeinanderfolgenden Spektraltypen, wie er tatsächlich beobachtet ist

(volle Linie) und wie er sich mit den obigen erhöhten Temperaturen gestalten würde (gestrichelte Linie).

Fig. 3.

Zum Schlusse läßt sich auch noch leicht zeigen, daß die eben gegebenen Differenzen zwischen wahrer und beobachteter Temperatur keineswegs abnorme Absorptionsverhältnisse in den Fixsternatmosphären erfordern. Sei zu dem Zweck vorerst allgemein der Transmissionskoeffizient einer solchen Gashölle $p = f(\lambda)$ und die wahre Oberflächentemperatur T' , so wird nach dem für so niedrige Temperaturen ausreichenden Wienschen Strahlungsgesetz der Stern die Energie

$$\mathcal{F}_{\lambda T'} = A \cdot C \lambda^{-5} e^{-c/\lambda T'} f(\lambda)$$

durch seine Atmosphäre hindurchsenden, wenn A irgend einen Proportionalitätsfaktor bedeutet. Differenziert man und setzt man den von λ abhängigen Faktor der Null gleich, so erhält man jetzt statt des Wienschen Verschiebungsgesetzes die Form

$$f'(\lambda) - 5f(\lambda) \lambda_{\max}^{-1} + (c/T') f(\lambda) \lambda_{\max}^{-2} = 0,$$

welche für $p = f(\lambda) = \text{konst.}$ sofort in das erstere übergeht. Um diese Gleichung numerisch auswerten zu können, wäre natürlich für p seine jeweilige Form zu substituieren. Wir kennen diese Form aber für die Fixsternatmosphären nicht. Da es nun hier schließlich nicht darauf ankommt, einen speziellen Fall numerisch zu verfolgen, — es soll ja

Wien, k. k. Sternwarte, 1914 Februar.

an der Hand eines Zahlenbeispiels lediglich gezeigt werden, daß die notwendigen Temperaturdifferenzen auf denkbare Absorptionsverhältnisse führen —, sei einfach angenommen, die Absorption gehe in den Fixsternatmosphären in derselben Form und nur graduell verschieden vor sich, wie in der Erdatmosphäre, und es sei lediglich die Höhe oder, was dem gleich kommt, die Dichte einer solchen Atmosphäre variierbar. p sei also von der Form

$$p = e^{\alpha + \beta \lambda^{-2}}$$

Damit ergibt sich sofort

$$(\lambda_{\max} + \frac{2}{5} \beta / \lambda_{\max}) T' = b$$

aus welcher Gleichung bei bekanntem β die richtige Temperatur T' gefunden werden kann oder umgekehrt. Zur Bestimmung von β ergibt sich also

$$\beta = \frac{5}{2} (b/T' - \lambda_{\max}) \lambda_{\max} = \frac{5}{2} (A_{\max} - \lambda_{\max}) \lambda_{\max}$$

wo $A_{\max} = b/T'$ der höheren, tatsächlich vorhandenen Oberflächentemperatur, $\lambda_{\max} = b/T$ aber der durch die atmosphärische Absorption gedrückten, beobachteten Temperatur entspricht. Da nach den Bestimmungen von *G. Müller* für unsere Erdatmosphäre $\beta = -0.06862$, ergibt sich dann für die Höhen oder Dichten der zur Erklärung der obigen Temperaturdifferenzen notwendigen Sternatmosphären im Maß unserer Atmosphäre $h = -\beta/0.06862$. Man erhält nun damit:

beob. Temp.: 4850°	$\beta = -0.062$	$h = 0.9$
4250°	-0.197	2.9
3850°	-0.397	5.8
3350°	-0.598	8.7
2850°	-0.858	12.5.

Wenn auch die hier zum Schluß durchgeführten Rechnungen in keiner Weise geeignet sein können, die tatsächlichen Verhältnisse zu illustrieren, so kann doch aus ihnen mit Rücksicht auf die erhaltenen, durchweg normalen h -Werte gefolgert werden, daß die zur Erklärung der bei der Temperatur von 5500° beginnenden Anomalien gemachten Annahmen keine unmöglichen Prämissen in sich schließen.

Adolf Hnatek.

Jupiter.

Les phénomènes observés lors des conjonctions de la perturbation avec la tache rougeâtre méritent quelques considérations complémentaires.

D'après la théorie énoncée par moi en 1902 (v. A. N. 4699), la perturbation se trouverait au même plan que la tache rougeâtre à laquelle elle communique de la force vive au moment des conjonctions. Comme la tache rougeâtre constitue, ainsi que l'a montré *M. Stanley Williams*, un obstacle infranchissable, se comportant comme une île au milieu d'un fleuve, la matière de la perturbation qui la rattrape du côté droit est arrêtée par l'auréole blanche peu compressible de la tache rougeâtre. Cette matière ne peut donc qu'envelopper la tache, et, étant donnée la latitude supérieure de la perturbation, celle-ci s'écoulera en très grande partie du côté sud de la tache rougeâtre. Mais, ici, elle se trouve dans un chenal étroit, de sorte que sa vitesse de propagation en est

grandement accélérée (théorie de *Maw*). Il en résulte alors une extension marquée de la perturbation en longitude.

En 1902, *M. Denning* observa la perturbation passer au sud de la tache rougeâtre (*Journal B. A. A.* 14.194); en