

Ep.	Datum	J.D.	St.-H.	B-R
0	1921 Jan. 29	2422719	2 st o	- 4 ^d
3	1923 März 22	3501	7.0	+ 34
4	Nov. 9	3733	7.4	+ 18
6	1925 Febr. 23	4205	7.2	- 6
9	1927 März 18	4958	1.2	+ 3
10	Nov. 14	5199	2.5	- 4

Das Maximum Epoche 0 ist aus der ersten Veröffentlichung (AN 217.343) noch einmal mit übernommen. Dagegen wurde das a. a. O. angeführte, aber nur sehr unsicher bestimmte Maximum Epoche 1 hier weggelassen, ebenso das Maximum Epoche 2, bei dem die Beobachtung kurz nach beginnender Helligkeitsabnahme durch das Hineinrücken der Himmelsgegend in zu große Sonnennähe unterbrochen wurde. Nach Wiedersichtbarwerden des Sternes im Herbst erwecken die weiteren Beobachtungen im Zusammenhang mit denjenigen des Frühjahres den Eindruck, daß die beobachtete Helligkeitsabnahme vielleicht nur eine sekundäre Einsenkung war und daß das eigentliche Maximum erst später eingetreten ist.

In AN 217.346 hatte ich aus 120 Beobachtungen zwischen 1920 Okt. 4 und 1922 Mai 13 folgende Lichtwechselelemente abgeleitet: $Max. = 2422719 + 227^d \cdot E$. Die Maxima zeigten jedoch schon bald so erhebliche Abweichungen gegenüber der Rechnung, daß der Lichtwechsel zunächst als unregelmäßig bezeichnet wurde. Nachdem nun aber die Beobachtungen von 8 Jahren vorliegen und einen zuverlässigeren

Weißer Zwerge und Neue Sterne. Von Hans Gähne.

Wie in AN 5569 kurz mitgeteilt, sehe ich die unmittelbare Ursache für das Aufleuchten der Neuen Sterne in der stürmischen Rückkehr der Weißen Zwerge zur normalen Entwicklungsreihe. Es kann zwar im folgenden noch keine strenge Darstellung des Verlaufes dieser Rückkehrerscheinung gegeben werden, aber es sollen doch wenigstens die vorläufigen Ergebnisse der Untersuchung mitgeteilt werden.

Die Richtigkeit des Gedankens vorausgesetzt, sei zunächst an einigen Zahlen die Darstellung des Lichtanstieges gegeben. Derselbe setzt sich aller Wahrscheinlichkeit nach aus zwei Faktoren zusammen: einer reinen Ausdehnungerscheinung und einem Emporwälzen oder -schießen heißeren Materiales aus tieferen Schichten, das im Grunde vielleicht als ungeheure Protuberanzerscheinung aufgefaßt werden darf. Der Lichtanstieg belaufe sich auf den sicher guten Mittelwert von $12^m 5$. Das bedeutet ein Helligkeitsverhältnis von 1 : 100000. Soll das durch eine reine Ausdehnung erzielt werden, so müßten die Quadrate der Radien des ursprünglichen Sternkörpers zum ausgedehnten Sternkörper in eben diesem Verhältnis stehen, die Radien selber also im Verhältnis 1 : 316. Nun verläuft aber die Novaerscheinung so brisant, daß beträchtliche Mengen heißeren Materiales aus den tieferen Schichten an die Oberfläche gewälzt werden. Für die Berechnung des Helligkeitsanstiegs ist demnach auch noch das Verhältnis der vierten Potenzen der Oberflächentemperaturen zu berücksichtigen. Es muß also in elementarer Weise das Verhältnis:

$$H/h = R^2/r^2 \cdot T^4/t^4 = 100000$$

ausgewertet werden. Es ergibt sich folgendes Bild der zusammengehörigen Werte:

T/t	1	1.2	1.4	1.6	1.8	2.0	2.2	2.4	2.6	2.8	3.0	3.16
R/r	316	220	162	124	98	79	65	55	47	40	32	31.6

Überblick über die Art des Lichtwechsels ermöglichen, wird ersichtlich, daß die Intervalle zwischen den Maximumepochen zwar Schwankungen unterworfen sind, daß die Zeiten größten Lichtes über größere Zeiträume hinweg aber doch mit einer verhältnismäßig so großen Regelmäßigkeit aufeinanderfolgen, daß es trotz einzelner großer Abweichungen einen Sinn zu haben scheint, von einer mittleren Periode zu sprechen. Man erhält aus den vorstehenden Maximumepochen folgende neue Elemente des Lichtwechsels: $Max. = 2422723 + 248^d \cdot E$.

Die Darstellung ist aus der Spalte B-R ersichtlich. Im einzelnen schwanken die Intervalle während des hier betrachteten Zeitraumes zwischen 232^d und 261^d ; sie betragen der Reihenfolge nach: $3 \cdot 260^d, 232^d, 2 \cdot 236^d, 3 \cdot 251^d, 241^d$.

In noch weiteren Grenzen schwanken die Zwischenzeiten (P) von Minimum zu Minimum, wie aus der folgenden Tabelle ersichtlich ist:

Minimum	J.D.	St.-H.	P
1922 Jan. 26	2423081	20 st 5	257 ^d
1922 Okt. 10	3338	21.0	2 · 241.5
1924 Febr. 5	3821	15.6	4 · 267.2
1927 Jan. 9	4890	20.0	2 · 188.5
1928 Jan. 21	5267	16.8	

Doch kommt man auch hier auf einen durchschnittlichen Periodenwert von $P = 243^d$.

Die Lichtkurve selbst ist sehr veränderlich und weist vielfach sekundäre Erhebungen und Einsenkungen auf.

Konstanz, 1928 Okt. 23.

E. Leiner.

Die Zahlen sind natürlich abgerundet; insbesondere ist das letzte Paar bloß deshalb hingeschrieben, weil die Auflösung $100000 = 100 \times 1000$ darstellt.

Betrachten wir als Nova vor dem Aufleuchten den bestuntersuchten weißen Zwerg, B-Sirius. Es ergibt sich mit dem letzten Zahlenpaar, daß seine jetzige effektive Temperatur von 8000° auf rund 25000° ansteigen würde und daß sein gegenwärtiger Radius von rund 22000 km sich auf 700000 km vergrößern müßte, um das Helligkeitsverhältnis einer Nova im Maximum zu erzielen. Das Volumen des Sternes nähme hierbei auf das 31600-fache zu, sodaß seine heutige »unvernünftige« Dichte von 60000 auf rund 2 sinken würde, ein Wert, der durchaus plausibel ist. Diese gewaltige Ausdehnung von Planetengröße auf fast genau Sonnengröße dürfte ungeheuer schnell vor sich gehen, sind doch im Falle der Nova Geminorum 1912 Linienverschiebungen von $20 \times 10^{-4} = 600$ km/sec beobachtet worden. Billigen wir dem B-Sirius die gleiche Ausdehnungsgeschwindigkeit zu, so würde er für die genannte Vergrößerung seines Radius nur knapp 20 Minuten gebrauchen. Das ist natürlich nur ein Minimalwert, da wahrscheinlich eine gewisse Zeit auf »Einkaufstouren« kommt. Andernfalls müßte ja auch der unwahrscheinliche Zustand herrschen, daß die gewaltigen Energiemengen spontan zum Vormarsch bereitstünden.

Der Ausdehnungsprozeß soll den ansteigenden Teil der Lichtkurve erzeugen. Der absteigende dürfte das Zusammenwirken zweier verschiedener Phänomene bedeuten. Ganz generell stellt er eine Abkühlungerscheinung durch Ausstrahlung verbunden mit Kontraktion dar; die Schwankungen, die er bei allen Novas zeigt, sind einem zweiten Phänomen zuzuschreiben, einer Pulsation des Sternes, die indessen rasch abklingt. Solche Pulsationen sind uns auf Grund

der *Eddingtonschen* Theorie der δ Cephei-Variablen durchaus nicht wesensfremd. Es ist allerdings mit Fug und Recht zu bezweifeln, daß sie in dichtem Material der Neuen Sterne so rein auftreten wie in jenem leichten der Übergiganten, wie es die δ Cephei-Veränderlichen sind. Eine Analyse der Lichtkurven verspricht wenig Erfolg, da dieselben in den raschen Schwankungen natürlich gewisse Fehler haben. So muß einstweilen die Frage unbeantwortet bleiben, ob und in welchem Maße Oktaven, Quinten etc. in den Kurven beteiligt sind.

Zur Erklärung des steilen Anstieges ist die Frage von Belang, ob sich überhaupt Schichten mit einer Temperatur von 25000° emporwälzen können. Die Gültigkeit der Gasgesetze vorausgesetzt, würde eine Mittelpunktstemperatur des B-Sirius von 10^9 Grad bestehen. Die effektive Oberflächentemperatur ist also 0.000008 der Mittelpunktstemperatur T_c . Teilt man nach *Emden* den Radius des Sternes in 6.9011 Teile, so ist in der Entfernung 6.8 vom Zentrum die Temperatur $=0.00471 T_c$, in der Entfernung $6.9011=0$. Auf dem kleinen Weg von 319 km sinkt demnach T von 4.7 Millionen Grad auf 0 Grad. Der Einfachheit halber kann man innerhalb dieses Intervalles die Temperatur als von r linear abhängig betrachten und findet dann, daß schon in der lächerlich geringen »Tiefe« von 1.6 km unter der Schicht mit $T_{\text{eff.}}=8000^\circ$ eine Temperatur von 25000° herrscht. Der Grad des Emporwälzens ist demnach zufolge unserer Annahmen eine durchaus minimale Erscheinung. Man wird eine solche Strömung nach außen nicht nur zulassen, sondern die Frage erheben, warum nicht noch tiefere, heißere Schichten emporgeschoben werden. Man könnte z. B. ohne weiteres auch die fünffache Oberflächentemperatur durch Emporschieben heißeren Materiales erzielen. Ein grundsätzliches Bedenken läßt sich wahrscheinlich gar nicht gegen die gemachten Annahmen vorbringen.

Wir kommen nun an die entscheidenden Fragen: »Welche Energie muß aufgewandt werden, um den Sternkörper im erforderlichen Maße auszudehnen, und steht diese Energie zur Verfügung?« Den ersten Teil kann man durch die umgekehrte Frage ersetzen: »Welche Energie läßt sich aus der Kontraktion des Radius des B-Sirius von 700000 km auf 22000 km gewinnen?«

Bei der Kontraktion einer Kugelschale dM um die Strecke dr wird die Energie frei

$$d\epsilon = -dM \cdot \gamma \cdot M / r^2 \cdot dr,$$

hieraus folgt: $\epsilon = -dM \cdot \gamma \cdot M \int 1/r^2 \cdot dr$

$$\epsilon = -dM \cdot \gamma \cdot M / r \cdot 0.97,$$

wobei sich der letzte Zahlenwert aus der Kontraktion von 700000 km auf 22000 km Radius ergibt. Nach Einsetzen von $M = \frac{4}{3} r^3 \pi \cdot \rho$ und $dM = 4r^2 \pi \cdot \rho dr$ sowie nach Integration über die Kugel folgt als Totalenergie:

$$A = 0.582 \cdot 6.65 \cdot 10^{-8} \cdot M_0^2 / r_0.$$

Hierbei ist in Zahlen für B-Sirius

$$M_0 = 1.6 \times 10^{33} \text{ g}$$

$$r_0 = 2.2 \times 10^9 \text{ cm},$$

sodaß schließlich herauskommt:

$$A = 4.5 \times 10^{49} \text{ Erg.}$$

Für je 1 Gramm Masse wird abgerundet demnach

$$a = 2.8 \times 10^{16} \text{ Erg.}$$

Es ist ganz klar, daß dieser Betrag wieder aufgewendet werden muß, um die Ausdehnung des Zwerges zum normalen Sternkörper zu erzielen. Man war sich zunächst sehr darüber im Unklaren, ob denn diese Energie in einem Weißen Zwerg zur Verfügung stehen könnte. Die Schwierigkeiten sind indessen auf Grund der neuen Statistik aus dem Wege geräumt worden. Dieselben rührten von der falschen Beziehung zwischen Energie und Temperatur her, die aus der klassischen statistischen Mechanik entsprang. Wir können uns hier nicht auf diese Dinge einlassen, da sie an leicht zugänglichen Stellen¹⁾ publiziert sind. Wenn die richtige Beziehung eingesetzt wird, findet man, daß der Grenzstand der dichten Sternmaterie so ist, daß die Energie noch außerordentlich groß, daß aber die Temperatur 0 ist. Damit hört aber auch die Strahlung auf, wenn der dichten Materie noch genügend Energie zukommt, um in den normalen Zustand zurückzukehren. Wir geben diese Werte der Energie für je 1 Gramm Masse auf Grund der bei *Fowler*, MN 87, beigebrachten Formel an:

ρ = Dichte	E = Energie der dichten Materie	ρ = Dichte	E = Energie der dichten Materie
60000	6.3×10^{15}	500000	2.6×10^{16}
80000	7.6×10^{15}	600000	3.0×10^{16}
100000	8.9×10^{15}	700000	3.3×10^{16}
150000	9.3×10^{15}	800000	3.6×10^{16}
200000	1.4×10^{16}	1×10^6	4.2×10^{16}
300000	1.9×10^{16}	2×10^6	6.6×10^{16}
400000	2.2×10^{16}	3.24×10^6	9.0×10^{16}

Oberhalb einer Dichte von 600000 hat demnach die Materie genügend Energie, um dem Dilatationsprozeß gewachsen zu sein. Gültigkeit der Polytropen $n=3$; $\gamma=4/3$ angenommen, stellt sich die Mittelpunktsdichte auf 3.24×10^6 . Es ist jetzt diejenige Kugel um den Mittelpunkt des Sternkörpers zu finden, deren mittlere Dichte 600000 mit dem erforderlichen Energiewert von 3.0×10^{16} Erg/g ist. Auf Grund der von *Emden* gegebenen Tabellen ergibt sich für diese Kugel ein Radius von 12300 km. Innerhalb dieser Kugel liegen 94% der Masse des Sternes. Sonach sind wir unter den vereinfachenden Annahmen der Gültigkeit der Gasgesetze zu dem Resultat gelangt, daß bereits heute 94% der Masse des Siriusbegleiters fähig wären, den Prozeß der Rückkehr zur normalen Dichte in dem oben genannten gewaltigen Ausmaß anzutreten. Oder anders ausgedrückt: Sollte der B-Sirius heute den Rückkehrprozeß beginnen, so könnte er zwar nicht ganz jene gewaltige Ausdehnung von 700000 km erlangen, aber doch beinahe.

Über die Möglichkeit des Ausbruches eines weißen Zwerges läßt sich natürlich nichts Definitives sagen. Vorläufig scheint im B-Sirius noch eine Durchstrahlung des Sternkörpers stattzufinden, die die Ionisierung aufrechterhält. Dieser Energiestrom muß aber eines Tages aufhören. Dann tritt die Notwendigkeit ein, daß sich die Elektronen wieder um die Kerne scharen, die Desionisierung. Sie werden wahrscheinlich in diesem wegen der hohen Dichte zunächst fruchtlosen Bemühen durch das Freiwerden der Energiemengen unterstützt, die uns die neue Statistik liefert. Wir können diesen inneren Mechanismus zwar heute noch nicht belegen; die Zeit hierfür ist aber hoffentlich nicht mehr allzu fern.

Nürnberg, Zeiß-Planetarium, 1928 September 21.

H. Gehne.

¹⁾ *Dirac*, Proc. R. S., Ser. A 112,661; 113,621; *Fowler*, Proc. R. S. Ser. A 113,432; MN 87,114.