A MAGYAR
TUDOMÁNYOS AKADÉMIA
CSILLAGVIZSGÁLÓ
INTÉZETÉNEK
KÖZLEMÉNYEI

MITTEILUNGEN
DER
STERNWARTE
DER UNGARISCHEN AKADEMIE
DER WISSENSCHAFTEN

BUDAPEST—SZABADSÁGHEGY

Nr. 53.

H. SCHNELLER
(Potsdam)

ÜBER DIE PERIODENÄNDERUNGEN BEI BEDECKUNGSVERÄNDERLICHEN

(Nach einem Vortrag, gehalten auf der Budapester Sternwarte im Kolloquium am 25. Juni 1961)

BUDAPEST, 1962

ÜBER DIE PERIODENÄNDERUNGEN BEI BEDECKUNGSVERÄNDERLICHEN

von

H. Schneller, Potsdam

(Nach einem Vortrag, gehalten auf der Budapester Sternwarte im Kolloquium am 25. Juni 1961.)

Wenn wir uns in der folgenden Abhandlung mit der Veränderlichkeit per Perioden bei Bedeckungsveränderlichen (BV) befassen, so soll sich diese Veränderlichkeit aus einer Betrachtung der Größen

$$(B - R)_n = t_n^B - t_0 - n \cdot P \qquad (1)$$

in Abhängigkeit von der Epoche n zeigen. Hier ist t_0 die Zeit des als Ausgangsepoche gewählten Minimums, t_n^B die beobachtete Zeit des n-ten Minimums und P die Periode. Als Minimum definieren wir den Zeitpunkt des kleinsten scheinbaren Abstands der Mitten der Sternscheiben. Das Hauptminimum tritt dann ein, wenn der Stern mit der größeren Flächenhelligkeit bedeckt wird. Die Zeit, die zwischen zwei aufeinanderfolgenden Hauptminima verstreicht, nennen wir Periode. Die so definierten Minima brauchen in der Lichtkurve nicht besonders ausgezeichnet zu sein.

Da die Beobachtungsgenauigkeit stets die gleiche sein soll, muß die Periode als veränderlich bezeichnet werden, wenn die Beträge $(B—R)_n$ gewisse, von den Beobachtungsfehlern in t und P vorgeschriebene, Grenzen überschreiten.

Um die Formel (1) auf eine für Tischrechenmaschinen bequeme Form zu bringen, multiplizieren wir sie mit Π, der reziproken Periode und schreiben

$$(t_n^B - t_0)\,\Pi = n + \Phi \qquad (2)$$

Hier ist Φ gleich der Phase des Minimums und gleich $(B—R) \cdot \Pi$; die Periode ist gleich eins. Die Diagramme mit den Koordinaten $(B—R)$ und n oder Φ und n (Phasen-Epochen-Diagramme PED) werden uns Aufschluß geben über das Verhalten der Perioden.

Man kann sich grundsätzlich drei verschiedene Arten von Periodenänderungen vorstellen:

1. die aufeinanderfolgenden Perioden streuen willkürlich um einen Mittelwert;
2. eine über eine längere Zeit hin praktisch konstante Periode wird durch eine andere abgelöst, die kürzer oder länger sein kann als die vorhergehende, aber ebenfalls über längere Zeit hin konstant bleibt.
3. jede nachfolgende Periode unterscheidet sich von der vorhergehenden um einen bestimmten kleinen Betrag. Dann kann
   a. der Betrag selbst wieder konstant, oder
   b. gesetzmäßig veränderlich sein.

Der unter 1. genannte Fall wird bei BV kaum auftreten und wenn, dann wird er schwer zu erfassen sein, da es bei den wenigsten BV möglich sein wird, aufeinanderfolgende Minima zu beobachten. Tritt der Fall 2 ein, dann lassen sich die Diagramme durch einen Polygonzug darstellen, denn die Φ liegen auf einer gegen die x-Achse geneigten Geraden. Ist im Fall 3 der Betrag konstant, also

$$P_n = P_0 + 2nQ \tag{3}$$

und

$$t_n = t_0 + nP + n^2 \cdot Q\,, \tag{4}$$

dann liegen die Φ auf einer Parabel, wenn diese aus linearen Elementen berechnet sind. Fall 3b aber tritt ein, wenn die $(B-R)_n$ oder Φ_n darstellbar sein werden durch

$$a \sin(\alpha \cdot n + \beta) \tag{5}$$

Die unter 3 aufgezählten Arten der PED lassen sich verhältnismäßig einfach deuten.

Es ist schon öfter gezeigt worden, daß ein Massenverlust der massereicheren Komponente unter gewissen, einschneidenden Voraussetzungen eine Verlängerung der Periode nach sich ziehen muß:

$$\frac{dP}{dt} = -\,k(\mathfrak{M}_{1,2};\, V;\, G)\,\frac{d\,\mathfrak{M}_1}{dt} \tag{6}$$

(z. B. *S. S. Huang*, AJ *61*. 49, 1956). Ist $d\mathfrak{M}$ verschwindend klein gegenüber der Gesamtmasse und $\frac{d\,\mathfrak{M}}{dt}$ für längere Zeiträume konstant, dann ist entsprechend

$$\frac{dP}{dt} = \text{konstant} = 2\,Q \tag{7}$$

und, wie oben erwähnt, liegen die Φ auf einer Parabel.

Lassen sich die Φ aber in erster Näherung durch eine Sinuskurve darstellen, so kann dieses Verhalten als Folge einer Bahnbewegung gedeutet werden, die das Bedeckungspaar bei Anwesenheit einer dritten Komponente um den gemeinsamen Schwerpunkt beschreiben wird. (Siehe z. B. *R. M. Scott*, HB 912. 3, 1940; oder *J. B. Irwin*, AJ *64*. 147, 1959.) Den gleichen Effekt erzeugt aber auch eine Apsidendrehung. Die beiden Fälle sind leicht zu unterscheiden, da bei einer Apsidendrehung der Abstand Hauptminimum — Nebenminimum veränderlich sein muß und das PED des Hauptminimums spiegelbildlich zum PED des Nebenminimums liegen wird, während bei einer Bahnbewegung (Lichtzeit) die Diagramme für beide Minima zusammenfallen müssen.

Bei der Behandlung von Periodenänderungen bei BV findet man sehr häufig die Bemerkung, daß sich die beobachteten Veränderungen in die unter drei genannten Fälle einordnen lassen. Da man nun einmal aus einer Apsidendrehung Rückschlüsse auf den innern Aufbau der Komponenten ziehen kann (*H. R. Russell*, MN *88*. 641, 1928; ApJ *90*. 641, 1939; *T. G. Cowling*, MN *98*. 734, 1938; *Zd. Kopal*, MN *98*. 448, 1938; HC 443, 1941; *T. E. Sterne*, MN *99*. 451; 1939; *R. A. Brooker*, und *T. W. Olle*, MN *115*. 101, 1955; u. a.) und zum anderen unter gewissen Bedingungen und Voraussetzungen aus einer Bahnbewegung Aussagen über die Masse des dritten Körpers gemacht werden können, so ist es erklärlich, daß man nach PED gesucht hat, die die unter 3 genannten Eigenschaften aufweisen.

Um später Wiederholungen zu vermeiden, seien hier einige öfter gebrauchte Bezeichnungen und Formeln zusammengestellt.

Liegen die mit Elementen der Form (1) berechneten Koordinaten der t_n^B auf einer Sinuskurve, so sind die Zeiten t_n^R der Minima darzustellen durch

$$t_n^R = t_0 + nP(L) + \Delta \sin(a \cdot n + \beta) . \qquad (8)$$

$P(L)$ ist die Lichtwechselperiode, die Periode $P(U)$ der Ungleichheit wird dann sein

$$P(U) = \frac{360^\circ}{a^\circ} P(L) . \qquad (9)$$

Da stets $a \ll 2\pi$, ist $P(U) \gg P(L)$.

Beim Auftreten einer Apsidendrehung muß notwendigerweise die Bahn des Bedeckungspaares elliptisch sein. Dann gilt bei kleiner Bahnexzentrizität e

$$e \cos \omega = \frac{\pi}{P(L)} \cdot \frac{t_2 - t_1 - 0{,}5\,P(L)}{1 + \operatorname{cosec}^2 i} = \frac{\pi}{P(L)} \cdot \frac{2\Delta}{1 + \operatorname{cosec}^2 i} \, ; \qquad (10)$$

t_1 und t_2 sind die Eintrittszeiten des Haupt- und des Nebenminimums.

Für $\omega = 90^\circ$ (die große Bahnhalbachse steht senkrecht auf dem Visionsradius) und $i = 90^\circ$ (die Bahnebene bildet mit dem Visionsradius den Winkel 0°) wird

$$e = \pi \Pi \Delta . \qquad (11)$$

Wird aber das sinusförmige PED als Bahnbewegung des Bedeckungspaares um den Massenschwerpunkt, den es mit einer dritten Komponente bildet, gedeutet, so ist

$$a \sin i' = \frac{173 \cdot 27\,\Delta}{\sqrt{1 - e^2 \cos^2 \omega}}\ \mathrm{AE} = \frac{2 \cdot 592 \cdot 10^{10}\,\Delta}{\sqrt{1 - e^2 \cos^2 \omega}}\ \mathrm{km} \, ; \qquad (12)$$

i' ist die Neigung dieser Bahnebene gegen die Tangentialebene an die Sphäre im Ort des Sterns.

Die Massenfunktion $f(\mathfrak{M})$ für die dritte Komponente lautet:

$$f(\mathfrak{M}_3)_\odot = \frac{\mathfrak{M}_3^3 \sin^3 i'}{(\mathfrak{M}_{BV} + \mathfrak{M}_3)^2} = \frac{[173 \cdot 27\,\Delta \sin i']^3}{[P(U)]^2 \cdot (1 - e^2 \cos^2 \omega)^{3/2}} \left[\frac{\mathrm{AE}}{\mathrm{Jahr}}\right] \qquad (13)$$

Es ist nun das Ziel der vorliegenden Arbeit zu zeigen, daß der als sinusförmig und damit als periodisch angenommene Verlauf vieler Diagramme in Wirklichkeit aperiodisch ist und daß wahrscheinlich die Perioden der meisten Bedeckungsveränderlichen veränderlich sind und zwar ohne erkennbare Gesetzmäßigkeit.

Zur Erhärtung dieser Aussage habe ich für eine große Anzahl von BV die PED rechnen und zeichnen lassen. Dann wurde gefragt, welche Diagramme zeigen die Form einer Parabel, welche die Form einer Sinuskurve, getrennt nach Gleich- und Gegenläufigkeit der Minima, und welche Form haben die Diagramme, die sich in die genannten Gruppen nicht einordnen lassen.

Doch vorher noch eine Bemerkung über die zur Berechnung der Phasen nach Formel (1) benutzte Periode, die einem Mittelwert möglichst nahe kommen soll. Ist die Periode zyklisch veränderlich, d. h. sind die Φ (Min) durch eine Sinuskurve darstellbar, so ist eine mittlere Periode angebbar, sobald die Dauer $P(U)$ bekannt ist. Ist die Periode azyklisch, d. h. ohne erkennbare Gesetzmäßigkeit veränderlich, dann ist die Bestimmung einer mittleren Periode schwierig und im allgemeinen nur unter der Annahme möglich, daß eine mittlere Periode tatsächlich existiert und daß die im Beobachtungszeitraum aufgetretenen Perioden tatsächlich um die mittlere Periode streuen. Ist die Periode säkular veränderlich, dann gibt es keine mittlere Periode.

Um für die Formel (1) eine »mittlere« Periode zu erhalten, bin ich im allgemeinen so vorgegangen, daß ich diese aus

$$\frac{t_n' - t_0}{n'} = P(L) \qquad (14)$$

bestimmt habe. n' ist hier die Epoche des letzten mir bekanntgewordenen gut beobachteten Minimums. Ein mit einer so bestimmten Periode berechnetes PED ermöglicht bereits die Feststellung, ob eine Periode veränderlich ist oder nicht. Es reicht aber nicht aus, um Aussagen darüber zu machen, wie groß die Veränderlichkeit der Periode ist oder gar nach welchen Gesetzen die Veränderlichkeit erfolgt, denn die Form eines PED hängt neben der Wahl von t_0 merklich von der Wahl der Länge der »mittleren« Periode ab. Bei der Behandlung der Sterne UW Lac und RW Tau tritt dieser Umstand besonders deutlich zu Tage.

I. MASSENVERLUST

Wir beginnen mit den parabelförmigen Diagrammen.

Hier ist i Bootis zu nennen, ein Kontaktsystem mit $P(L) = 0{,}268$ und den Spektraltypen G2 und F9; $r_g + r_k = 0.753\mathrm{a}$; $r_g = 0.441\mathrm{a}$. (Diese Angaben erfolgen bei allen Sternen nach *Kopal* und *Shapley*, Jodrell Bank Annals *1*, 4; 1956). Nach einer Bearbeitung von *Schmidt* und *Schrick* (ZAp *43*. 165, 1957) lassen sich die Φ (t_{Min}) zwischen 1917 und 1936 und die zwischen 1936 und 1957 durch Parabeln darstellen, die eine Verlängerung der Perioden anzeigen. Als Massenverlust gedeutet entsprechen diese Beträge 2.2 und $7.3 \cdot 10^{-7}$ $\mathfrak{M}_\odot$/Jahr.

Das Diagramm Abb. 1 ist mit den Elementen gerechnet

$$n + \Phi = (t_n^B - 242\,1113.259) \cdot 3\overset{\mathrm{d}^{-1}}{.}734\,000.$$

Es zeigt deutlich, daß die Gesamtheit der Punkte nicht durch eine Parabel dargestellt werden kann. Abb. 2 zeigt den Versuch die Beobachtungen zwischen $0 < n < 28\,088$ durch eine Parabel darzustellen. Sie führt auf ähnliche Werte für dP und $d\mathfrak{M}$, wie sie Schmidt und Schrick erhalten haben. Die Behandlung der Punkte für $n > 30\,000$ ist schwierig, denn die Punkte liegen offensichtlich nicht auf einer Parabel. Rechnet man aus $n = 42\,019$ und $n = 55\,326$ eine mittlere Periode und daraus ein PED (Abb. 3), so zeigen die Φ (Min)

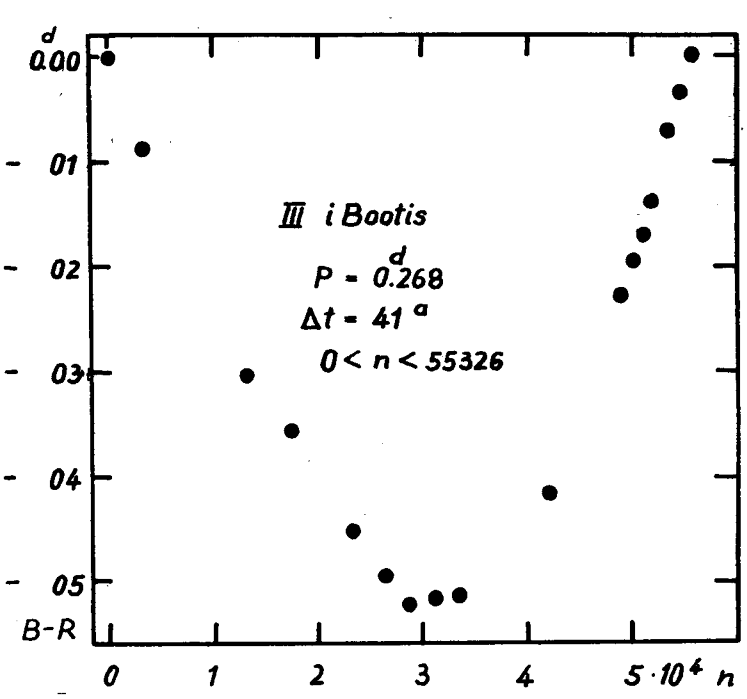

Abb. 1.

kein gesetzmäßiges Verhalten mehr. Es zeigt sich vielmehr, daß nach $n = 48\,739$ bis zum Schluß des verfügbaren Zeitraums die Periode konstant geblieben ist (Abb. 4). Auf die Konstanz der Periode seit 1947 hat übrigens auch *Binnendijk* hingewiesen und diesen Befund durch Tabelle III seiner Arbeit in AJ *60.* 357, 1955 erhärtet.

Wir fassen zusammen: Es ist nur der zwischen 1915 und 1936 gelegene Teil des PED durch eine Parabel darstellbar; ihre Lage erlaubt eine Deutung als Massenverlust. Nach diesem Zeitpunkt scheint die Periode plötzlich um $0\overset{s}{.}4$ länger geworden zu sein. Die Beobachtungen belegen die Konstanz der Periode zwischen 1947 und 1957.

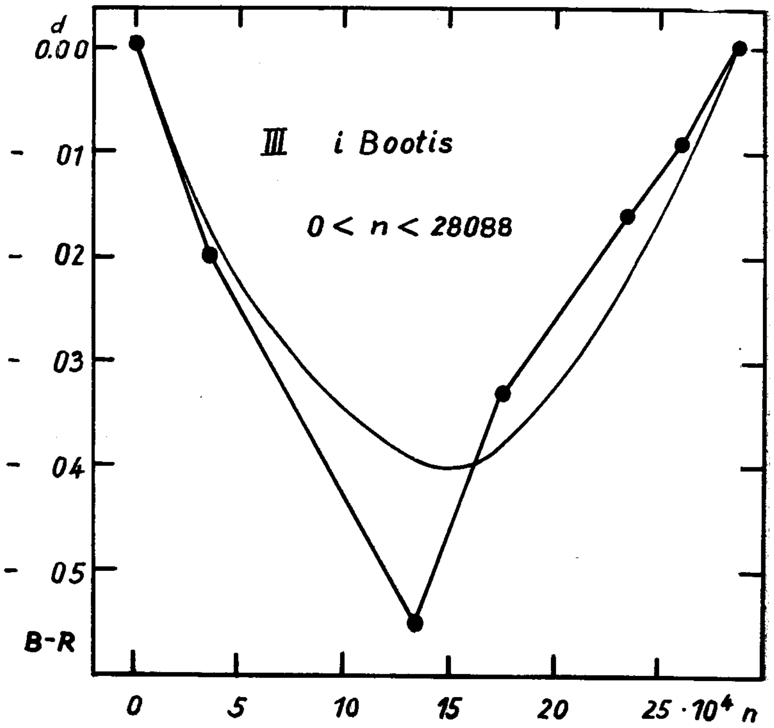
d
0.00
- 01
- 02
- 03
- 04
- 05
B-R
III i Bootis
0 < n < 28088
0
5
10
15
20
25 · 10⁴ n

Abb. 2.

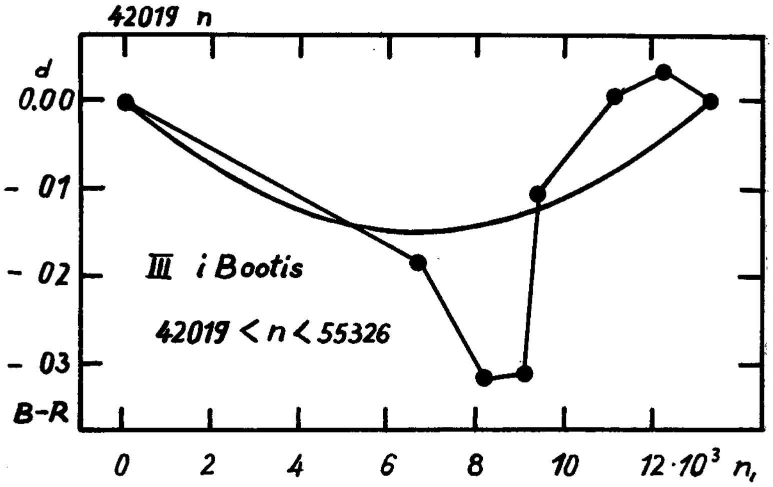
42019 n
d
0.00
- 01
- 02
- 03
B-R
III i Bootis
42019 < n < 55326
0
2
4
6
8
10
12 · 10³ n,

Abb. 3.

In Abb. 5 ist das PED des Sterns TW Draconis dargestellt. Dies ist ein halbgetrenntes System, $P(L) = 2\overset{\mathrm{d}}{.}807$; $r_g + r_k = 0.52a$, $r_k = 0.21a$. Im Beobachtungszeitraum muß die Periode ziemlich gleichmäßig (aber nicht streng) zugenommen haben; dieser Befund wird durch Tabelle 1 bestätigt, die die Periodenlängen in neun aufeinanderfolgenden Zeitabschnitten enthält. Diagramm und Tabelle lassen aber deutlich erkennen, daß dP/P nicht konstant war, also keine Darstellung durch eine Parabel möglich ist. Errechnet man trotzdem für dP/P einen Mittelwert $(+3\overset{\mathrm{d}}{.}4 \cdot 10^{-8})$ dann wird mit den angegebenen Größen der Massenverlust $-1.35 \cdot 10^{-6}$ $d\mathfrak{M}/\mathrm{Jahr}$. Das ist ein großer Betrag, wenn man sich erinnert, daß Schmidt und Schrick (l. c.) bei i Boo -2.2 und $-7.3 \cdot 10^{-7}$ $d\mathfrak{M}/\mathrm{Jahr}$ für die beiden Zeiträume erhalten haben.

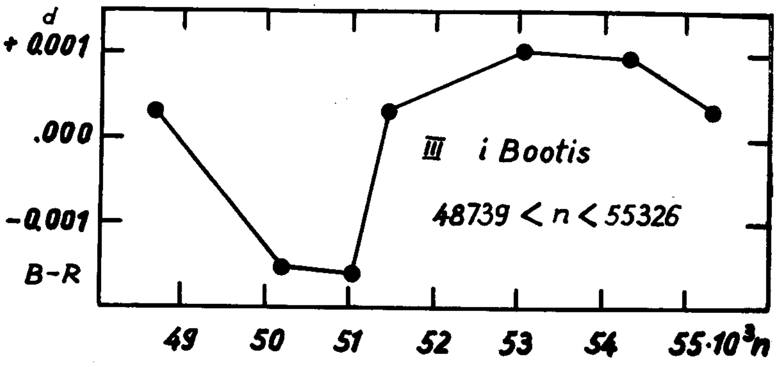

Abb. 4.

TABELLE 1

Die Länge der Periode bei TW Dra für verschiedene Zeitabschnitte

Δn	Periode
0 ... 1721	$2\overset{\mathrm{d}}{.}806\,430$
1721 ... 5189	519
5311 ... 6812	520
6818 ... 7210	594
6818 ... 7349	571
7902 ... 8264	948
8327 ... 9097	651
9138 ... 10137	685
10157 ... 11999	777
12020 ... 12409	902

In diesem Zusammenhang ist Kopals Bemerkung (l. c. S. 185) bemerkenswert: Pearce's spectroscopic mass-ratio $\frac{\mathfrak{M}_g}{\mathfrak{M}_k} = 0.28$ appears, howewer, inconsistent with the fractional radius of the secondary component $r_g = 0.306 \pm$ $\pm\, 0.001$, which (on contact hypothesis) corresponds to a mass-ratio of 0.43; if the mass-ratio were actually as low as 0.28, the size of the secondary component would have to exceed its Roche limit by a considerable margin — a most unlikely event!

Vielleicht ist das Massenverhältnis doch merklich kleiner als 0.43 und wir beobachten, angezeigt durch das quasistationäre Anwachsen der Periode

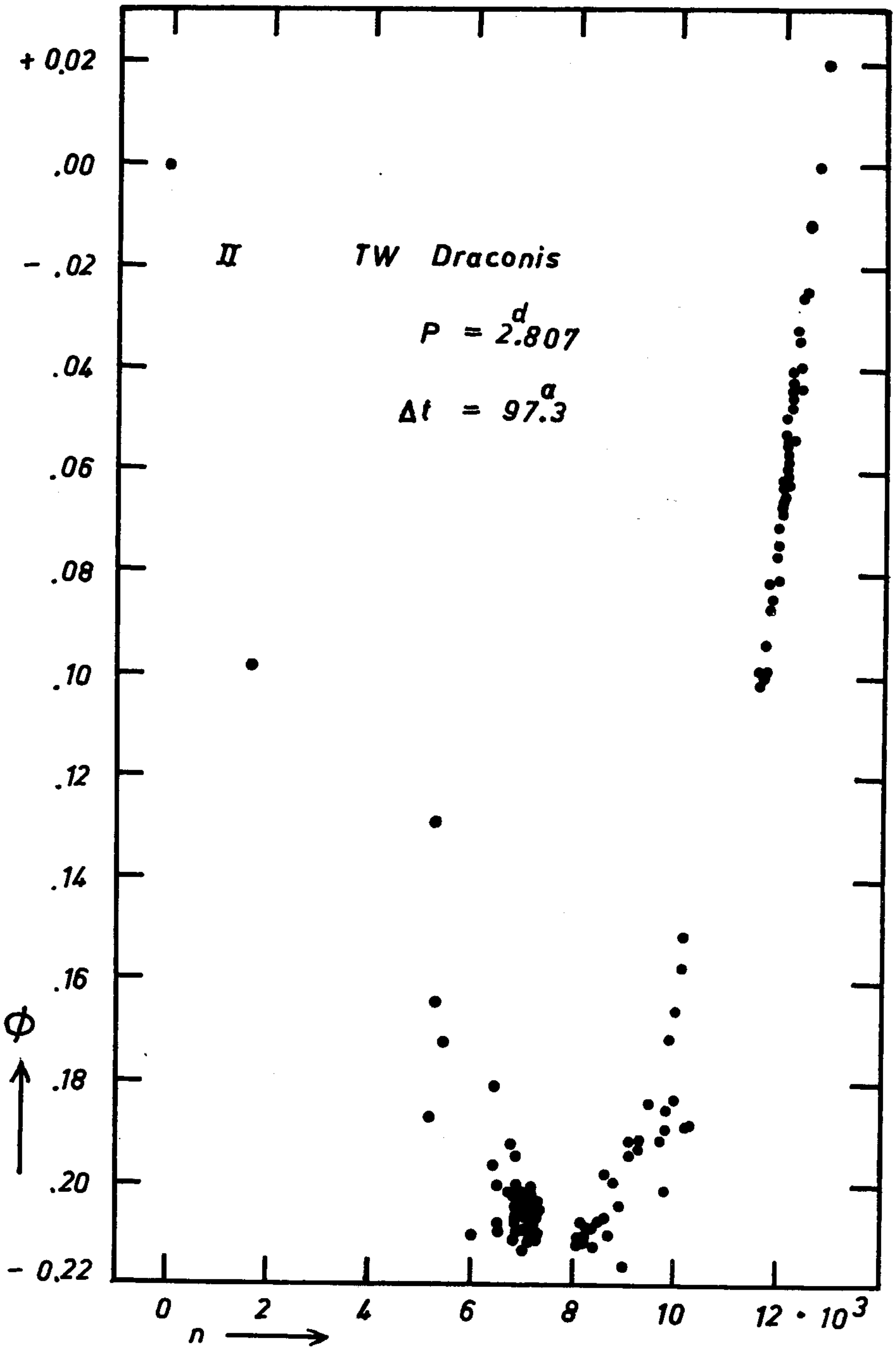
II
TW Draconis
$P = 2\overset{d}{.}807$
$\Delta t = 97\overset{a}{.}3$
+ 0.02
.00
- .02
.04
.06
.08
.10
.12
.14
.16
.18
.20
- 0.22
Φ
0
2
4
6
8
10
12 · 10³
n

Abb. 5.

einen beträchtlichen Masseverlust einer die Roche-Grenze gerade überschreitenden Komponente.

Es ist sehr wünschenswert, daß auch in Zukunft die Eintrittszeiten der Minima beobachtet werden; auch sollten unter Einsatz großer Instrumente, die spektroskopischen Elemente nochmals bestimmt werden.

Auch das PED des Sterns SV Centauri (Abb. 6. aus *S. Gaposchkin,* ASP *63.* 148, 1951) weist auf eine stetig veränderliche Periode hin. Leider sind die Beobachtungen nicht veröffentlicht, die als Grundlage für die Zeichnung gedient haben. Daher ist nur die Aussage möglich, daß sich im Beobachtungszeitraum die Periode verkürzt haben muß zwar ungefähr um 3 Sekunden im Jahr! (Bei TW Dra ist $dP/dt = 0^{s}.38$/Jahr) Da nach theoretischen Überlegungen eine Massenabgabe ein Längerwerden der Periode bewirkt, wird eine Deutung nicht ganz einfach sein. Es sei noch bemerkt, daß sich die Lage des Nebenminimums zur Lage des Hauptminimus nicht ändert. Nach Beobachtungen von *O'Connell* (Riverwiew Publ *2.* 69, 1949) sind auch zyklische Periodenänderungen vorhanden, jedoch mit kleiner Amplitude. Die Periode von SV Cen beträgt $1^{d}066$; die Komponenten sind stark deformiert.

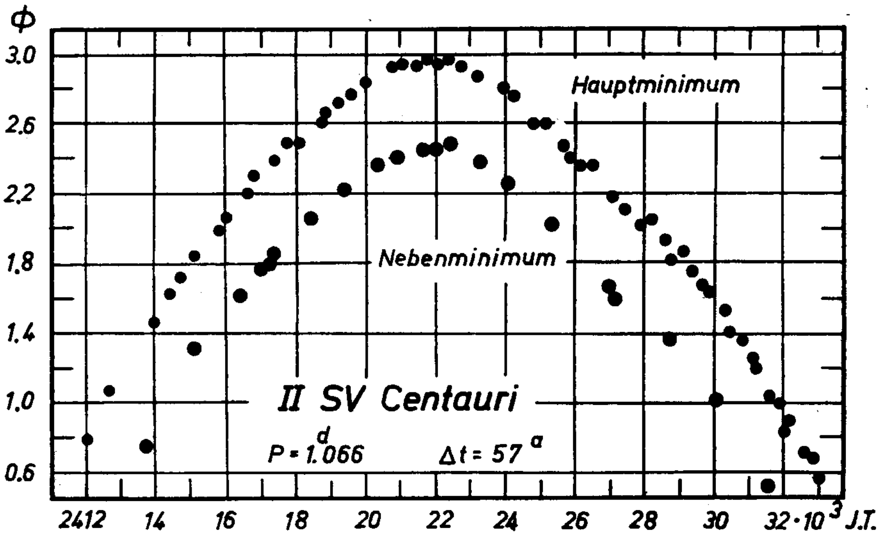

Abb. 6.

Die Periode des Sterns Beta Lyrae nimmt zu, wie dies *Pannekoek* (AN *144.* 373, 1897), *Roberts* (Obs *29.* 98, 1906) und *Rossitter* (Mich Publ *5.* 69, 1933) nachgewiesen haben. Die Zunahme erfolgt aber nicht linear, damit erinnert der Stern an TW Draconis. Das gesamte vorliegende Beobachtungsmaterial von Beta Lyrae sollte bezüglich des Verhaltens der Periode wieder einmal einheitlich bearbeitet werden, so wie dies *Kopal* und seine Mitarbeiter für Algol getan haben (Jodrell Bank Annals *1.* 374, 1960).

Zusammenfassung: Perioden, die über einen Zeitraum von 50 und mehr Jahren eine Zunahme aufweisen, werden beobachtet. Jedoch ist diese Zunahme nicht konstant; das Gesetz der Veränderung der Zunahme ist, wenn es überhaupt vorhanden ist, aus den Beobachtungen noch nicht abzulesen. Es ist möglich, dass dP/dt über kürzere Zeiträume (10 bis 20 Jahre) konstant ist; bei i Bootis wahrscheinlich von 1917 bis 1936. Bei diesem Stern beobachten wir auch eine plötzliche Periodenänderung; vermutlich ist die Periode dieses Sterns zeitweise auch praktisch konstant.

Es ist zu schließen, daß die Darstellung der Reste (B—R) durch eine Parabel nur eine grobe Annäherung an die Wirklichkeit darstellt. Die Deutung der Periodenverlängerung als Anzeichen eines Masseverlusts der massearmeren Komponente braucht davon nicht berührt zu werden.

II. APSIDENDREHUNG

Wir untersuchen jetzt die Sterne mit sinusförmiger Anordnung der $\Phi(t)$, bei denen die Nebenminima spiegelbildlich zu den Hauptminima liegen. Bei diesen BV beobachten wir ohne jeden Zweifel eine Apsidendrehung.

Hier sind als Paradestücke Y Cygni und GL Carinae (Abb. 7) zu nennen. Beide Sterne gehören zu den getrennten Systemen mit kleinen relativen Radien und ähnlichen Komponenten: $r_g + r_k = 0.2a$. Bei Y Cygni ist $P(U) = 5745\ P(L)$; $P(L) = 2\overset{d}{.}996$; bei GL Carinae ist $P(U) = 3800\ P(L)$; $P(L) = 2\overset{d}{.}442$.

Die Tatsache der Gegenläufigkeit der Minima und der Umstand, daß $P(U)$ schon mehr als einmal durchlaufen ist, lassen keine Zweifel an der Realität der »Sinusschwingung« aufkommen.

Ferner gehört V477 Cygni hierher, ebenfalls ein weitgetrenntes System mit $r_g + r_k = 0.1a$, Spektrum A3. Anders als durch Apsidendrehung kann das PED nicht gedeutet werden (Abb. 8 aus ASP *63*. 149, 1951). $P(L) = 2\overset{d}{.}347$

Das bis jetzt beobachtete und in Abb. 8 dargestellte Teilstück ist viel zu kurz, um daraus mit einiger Sicherheit auf die Länge von $P(U)$ zu schließen.

Nach Beobachtungen von *J. de Kort* S. J. (Spec Vat Ric *3*. 119; 1954) ist auch bei GN Normae eine Apsidendrehung zu beobachten (Abb. 9). Der Stern gehört zu den getrennten Systemen, $r_g = r_k = 0.2a$, $P(L) = 5\overset{d}{.}703$, Spektrum A2. $P(U)$ kann wegen der Kürze des beobachteten Bogens der Drehung noch nicht mit Sicherheit angegeben werden.

Nach *Keller* und *Limber* (ApJ *113*. 655; 1951) weist die Lage der Minima auch bei YY Sagittarii auf eine Apsidendrehung hin; es war 1898 $t_N - t_H = 0\overset{P}{.}470$ und 1939: $0\overset{P}{.}414$. Auch dieser Stern gehört zu den getrennten Systemen: $r_g + r_k = 0.12a$. Spektrum A0; $P(L) = 2.628$.

Ähnlich verhält sich V523 Sagittarii (Abb. 10). Nach Untersuchungen von Edith *Jones* (HB 909, 1938) wechselt die Phase des Hauptminimums im Zeitraum von 1900 bis 1935 von $0\overset{P}{.}512$ bis $0\overset{P}{.}571$, während sich das Nebenminimum gleichzeitig von $0\overset{P}{.}016$ nach $0\overset{P}{.}977$ verlagerte. Wegen der Kürze des beobachteten Bogens kann auch hier $P(U)$ noch nicht mit Sicherheit angegeben werden. Systemkonstanten des Sterns sind nicht bekannt; jedoch ist aus der Form der Lichtkurve (HB 909.12; 1938)zu schliessen, daß die Radien etwa gleich groß und klein im Vergleich zum gegenseitigen Abstand sind; somit gehört V 523 Sgr mit hoher Wahrscheinlichkeit zu den getrennten Systemen. $P(L) = 2\overset{d}{.}324$; Spektrum A5.

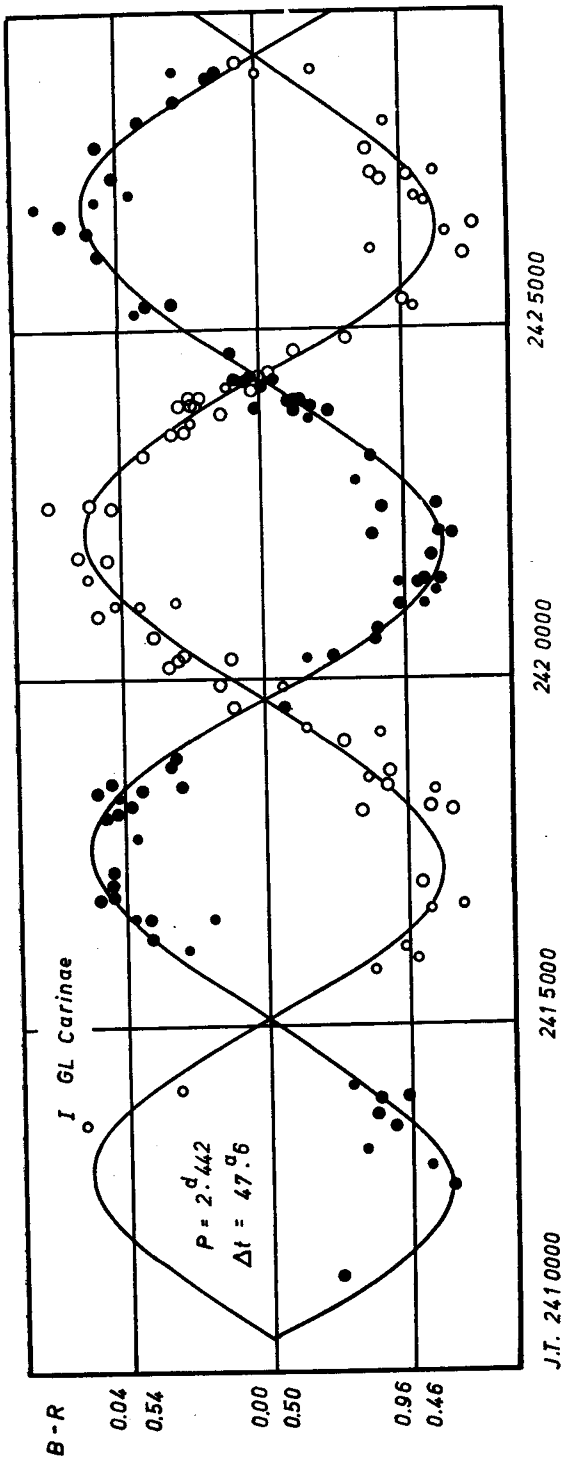
B-R
0.04
0.54
0.00
0.50
0.96
0.46
J.T. 241 0000
241 5000
242 0000
242 5000
I GL Carinae
P = 2.d442
Δt = 47.a6

Abb. 7.

Nach Beobachtungen von *Erleksowa* (VS *12.* 300, 1957) weist das B—R-Diagramm des Sterns DR Vulpeculae eindeutig auf die Anwesenheit einer Apsidendrehung hin. Obwohl erst etwa $^3/_4$ der $P(U)$ durchlaufen ist, sollte die Angabe für die Dauer der Apsidendrehung von 24 bis 25 Jahren ziemlich sicher sein; die Bahnexzentrizität beträgt 0.06. Systemkonstanten sind nicht bekannt; die l. c. mitgeteilte Lichtkurve dürfte durch einen Doppelstern mit relativ kleinen Radien erzeugt sein. $P(L) = 2^d.251$.

Strohmeier und Ott (Bamb Veröff *5,* 12, 1961) können aus ihren Beobachtungen der Jahre 1930 bis 1959 die Apsidendrehung nicht bestätigen und bezweifeln daher ihre Existenz. Aus den in l. c. angegebenen (B—R)-Beträgen ist aber leicht zu ersehen, daß diese Beobachtungen, die bis zu 5% der Periode streuen, für diese Aussage zu ungenau sind, denn die durch die Apsidendrehung zu erwartende Amplitude beträgt nach Erleksowas Angaben nur 2% der Periode. Es liegt meines Erachtens noch kein Grund vor, die Anwesenheit einer Apsidendrehung zu bezweifeln. Dieser helle Stern sollte lichtelektrisch beobachtet werden.

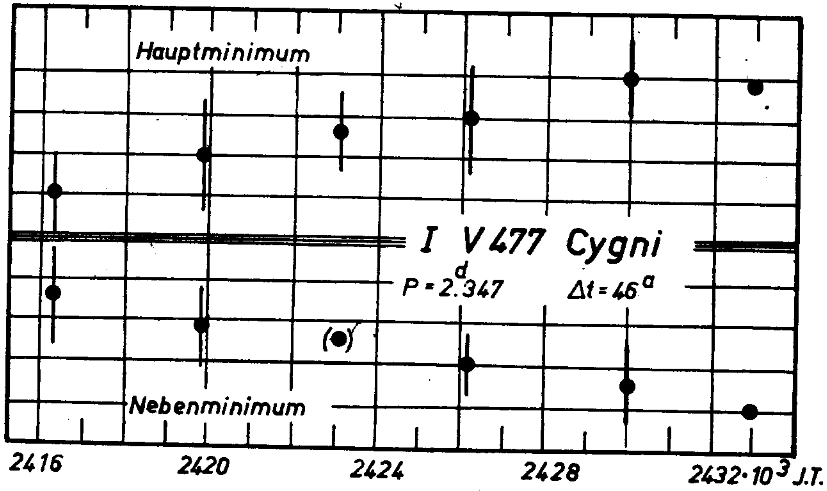

Abb. 8.

Bei TX Ursae Maioris schließt Payne-Gaposchkin aus der Periodenänderung (Abb. 11a) auf eine Apsidendrehung, zumal ein lichtelektrisch beobachtetes Nebenminimum diese Deutung wahrscheinlich macht. Es ist $P(U) = 30$ Jahre (HB 916. 2, 1942). Auch *Plavec* vermag die (B—R.) durch den Ausdruck.

$$t_n = J.\,T.\ 241\,6426.7826 + 3^d.063\,316\,78\,n + 0^d.0211 \sin(0^\circ.08767n + 82^\circ.32)$$

(BAC *11.* 148, 1960) darzustellen; aus ihm ergibt sich $P(U)$ gleich 34.4 Jahre. Dieses Resultat bestätigt den Befund von *Payne—Gaposchkin,* wenn auch nicht verschwiegen werden soll, daß $P(U)$ erst einmal durchlaufen ist. TX UMa gehört nämlich zu den halbgetrennten Systemen, die, wie wir im folgenden noch sehen werden, nicht selten eine Verteilung der B—R aufweisen, die sich über begrenzte Zeiträume hin durch eine Sinuskurve darstellen lassen.

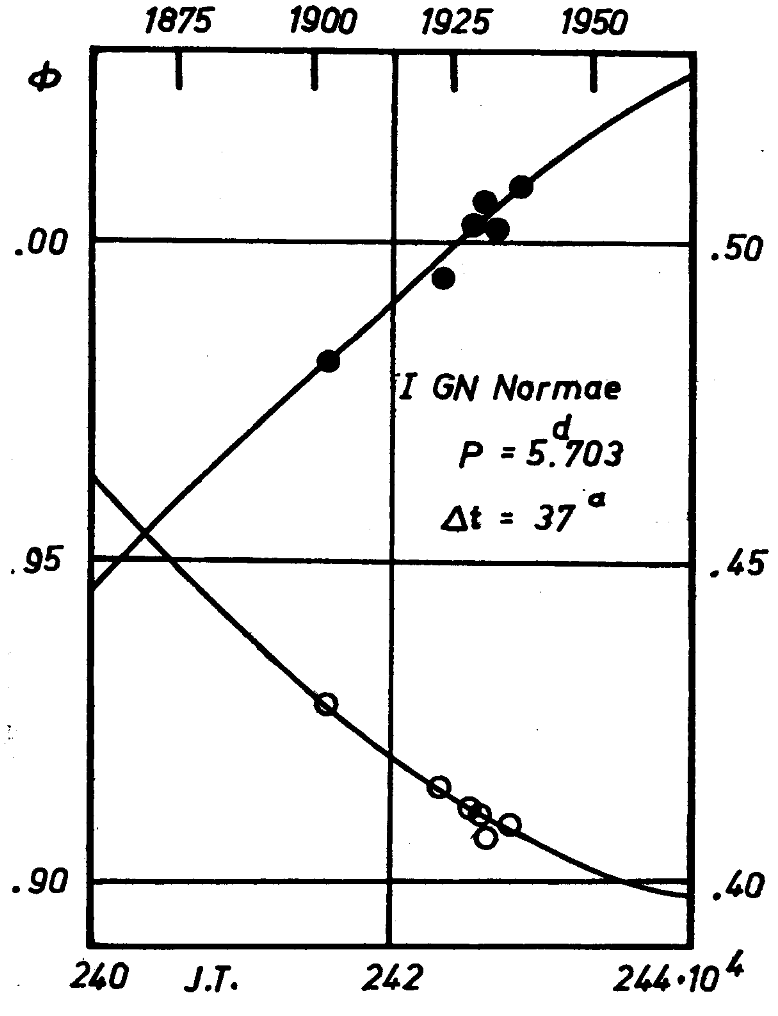

Abb. 9.

Diese Kurve aber wiederholt sich nicht; die Periodenänderung ist aperiodisch! (Abb. 11b). Es ist $r_g + r_k = 0.43a$, $r_g = 0.28a$; $P(L) = 3^d.063$; Spektrum B8 + (gG3).

In Abb. 12 ist die Verteilung der $\Phi(t)$ für U Sagittae zu sehen. *Jacchia* (HB 915. 33, 1941) führt aus, daß eine Deutung als Apsidendrehung zu keinem Widerspruch mit gewissen Annahmen über den inneren Aufbau der Sterne führe. Die Lage des Nebenminimums ist nicht beobachtet. Eine nochmalige Reduktion der $\Phi(t)$ mit Einschluß neuerer Beobachtungen bestätigt jedoch die Form der Abb. 12 nicht; vielmehr scheint die Periode ohne ein Gesetz einzuhalten, veränderlich zu sein (Abb. 13). Auch *Kopal* (l. c.) schreibt: Period of U Sagittae is slightly fluctuating in an acyclic manner.

U Sge gehört zu den halbgetrennten Systemen; $r_g + r_k = 0.49a$, $r_g = 0.28a$; $P(L) = 3\overset{d}{.}381$; Spektrum: B9 + gG2.

Das PED des Sterns W Delphini (Abb. 14) läßt sich nach *Plavec* (BAC *11.* 151; 1960) darstellen durch $+0\overset{d}{.}0555 \sin (0\overset{\circ}{.}09303n + 81\overset{\circ}{.}08)$. Der Autor deutet diesen Verlauf als Folge einer Apsidendrehung, da der Betrag von $P(L)/P(U)$ im Verein mit der Exzentrizität auf plausible Werte führt, die die Dichteverteilung charakterisieren. Das Nebenminimum ist zu flach, als daß seine Lage einen Entscheid bringen könnte. Mit den obigen Daten müßte es zwischen den Phasen $0\overset{P}{.}48$ und $0\overset{P}{.}52$ pendeln, wenn $t_{Min\,I}$ die Phase 0.0 zugeordnet bekommt. Somit könnten lichtelektrische Messungen, die aber noch ausstehen, den Entscheid bringen.

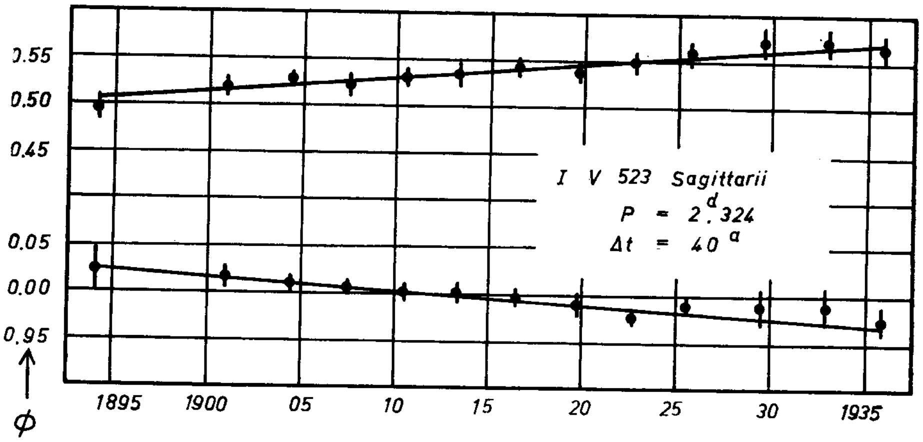

Abb. 10.

Bei der Behandlung der »Lichtzeitbahnen« kommen wir auf diesen Stern nochmals zu sprechen.

Bei UW Lacertae ist der Nachweis, daß die von *Strohmeier* geforderte Apsidendrehung (Z Ap *52.* 7, 1961) nicht besteht, leicht zu führen. Für die Berechnung der Phasen der 34 Minima im Epochenbereich 0 bis 4270 benutzt Strohmeier Elemente von *Kukarkin* (NNVS *3.* 30; 1930), die dieser aus drei Minima aus der Epochenspanne 0 bis 1369 abgeleitet hat; diese Elemente ergeben tatsächlich die beste Darstellung für die drei benutzten Minima. Es ist aber doch keineswegs erwiesen, daß diese Umlaufszeit gleich der anomalistischen ist, die benutzt werden muß, wenn die aus der B—R-Kurve abgeleiteten Größen die Apsidendrehung darstellen sollen. Trotzdem deutet Strohmeier, die nach $n = 2000$ auftretenden Abweichungen als Folge einer Apsidendrehung und gibt für $P(U)$ den Betrag 11 600n (4270n sind beobachtet!) gleich 168 Jahre an. Die weiteren Größen e und ω werden aus der Dauer und der Lage des Nebenminimums bestimmt. Die Grundlagen dieser Bestimmungen sind die l. c. mitgeteilten Lichtkurven. Der Autor gibt die Genauigkeit eines Einzelwertes dieser Lichtkurven mit $0\overset{m}{.}2$, die eines Mittelwertes mit $0\overset{m}{.}1$ an; die Amplitude des Nebenminimus beträgt aber

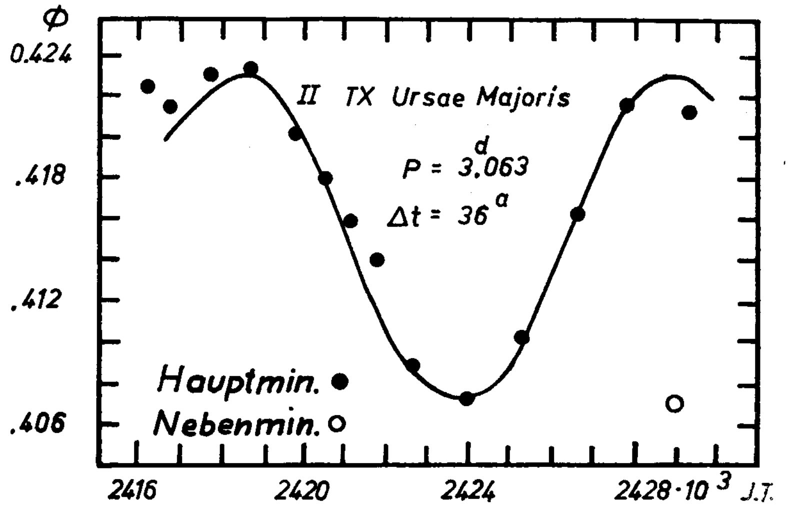

Abb. 11a.

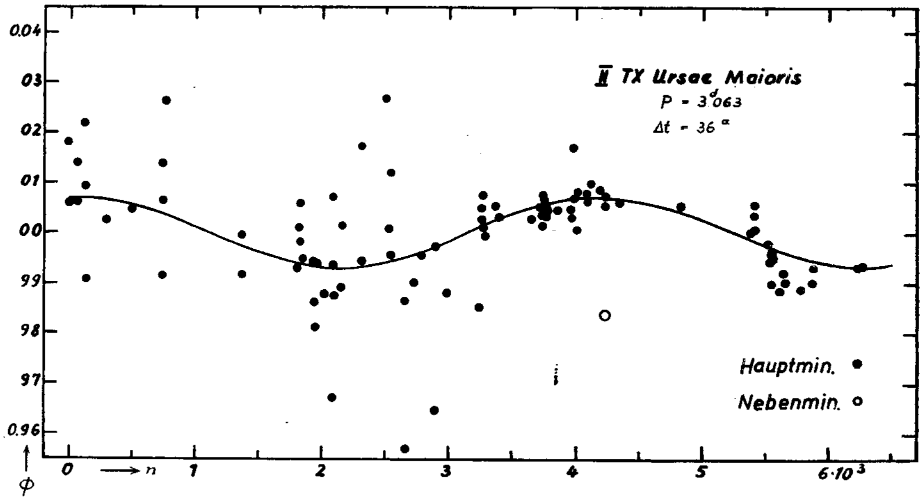

Abb. 11b.

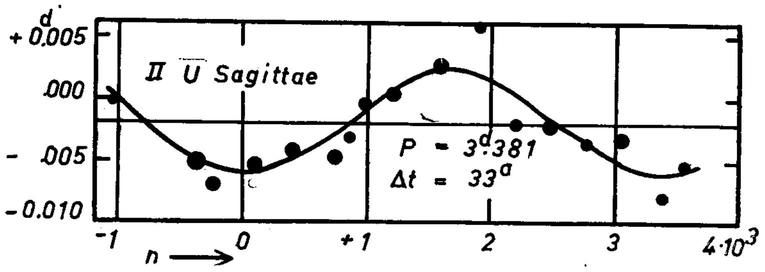

Abb. 12.

nur $0^{m}.05$. Daß diese Bestimmungen zu falschen Ergebnissen führen mußten, sieht man schnell, wenn man mit den l. c. mitgeteilten Größen, die (B—R)-Kurve rechnet, die durch diese Apsidendrehung gefordert wird, und sie dann in das beobachtete (B—R)-Diagramm einzeichnet: siehe Abb. 15. Die vom Autor geforderte Apsidendrehung stellt also die Beobachtung gar nicht dar.*

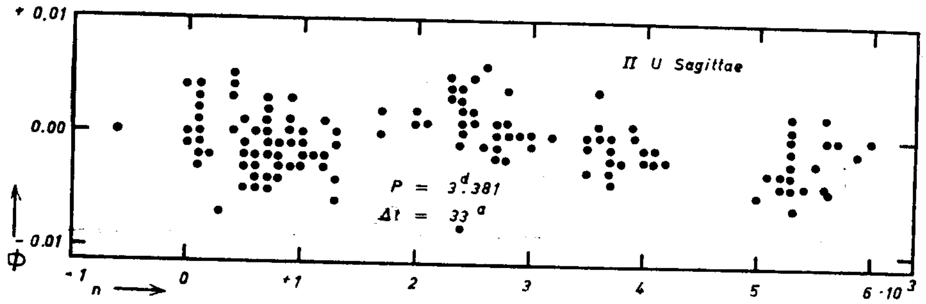

Abb. 13.

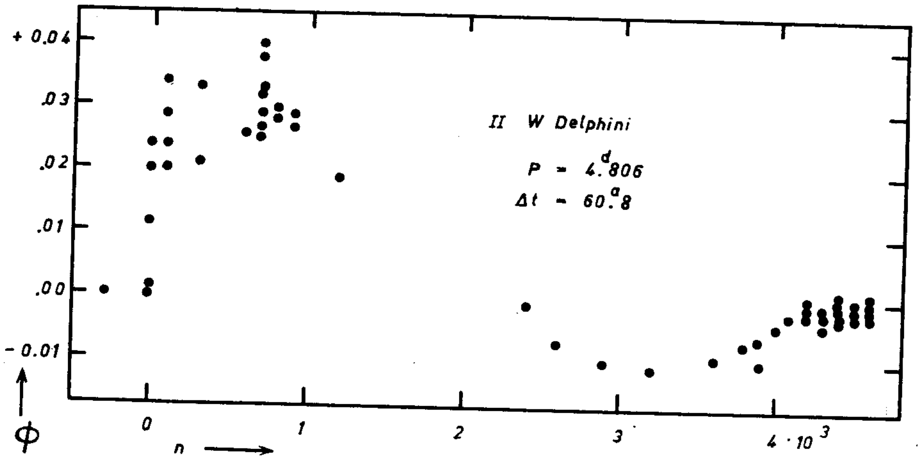

Abb. 14.

Die l. c. angeführten Werte für die Radien und die Massen ordnen den Stern in die Klasse der Halbgetrennten ein; hier ist die Möglichkeit, eine Apsidendrehung zu beobachten, sehr gering. $P(L) = 5^{d}.290$; $r_g + r_k = 0.60a$, $r_g = 0.35a$.

Bei der Behandlung der Sterne, die eine Apsidendrehung aufweisen oder aufweisen sollen, sei noch auf die Objekte hingewiesen, deren Nebenminima nicht bei der Phase $0\overset{P}{.}5$ liegen, auch wenn bei diesen Sternen eine Periodenänderung noch nicht nachgewiesen werden konnte. Die beobachtete exzentrische Lage des Nebenminimums kann nur durch die Bewegung in einer elliptischen Bahn verursacht sein; eine Apsidendrehung ist daher möglich.

---

* Schließlich sei noch darauf hingewiesen daß C mit den von *Strohmeier* eingeführten Größen nicht 0.0028, sondern 0.00107 ist, dann aber wird das Verhältnis der Mittelspunktdichte zur mittleren Dichte 800 und nicht 300 betragen — wenn diese Rechnung hier überhaupt sinnvoll wäre.

Beispielsweise ist bei SS Lacertae $t_N - t_H = 0\overset{P}{.}57$. Es liegen aber viel zu wenige Beobachtungen vor, um über eine Periodenänderung eine Aussage machen zu können. Nach der Form der Lichtkurve zu schließen, gehört der Stern zu den getrennten Systemen (AJ *44*. 150; 1935; AN 258.361, 1935).

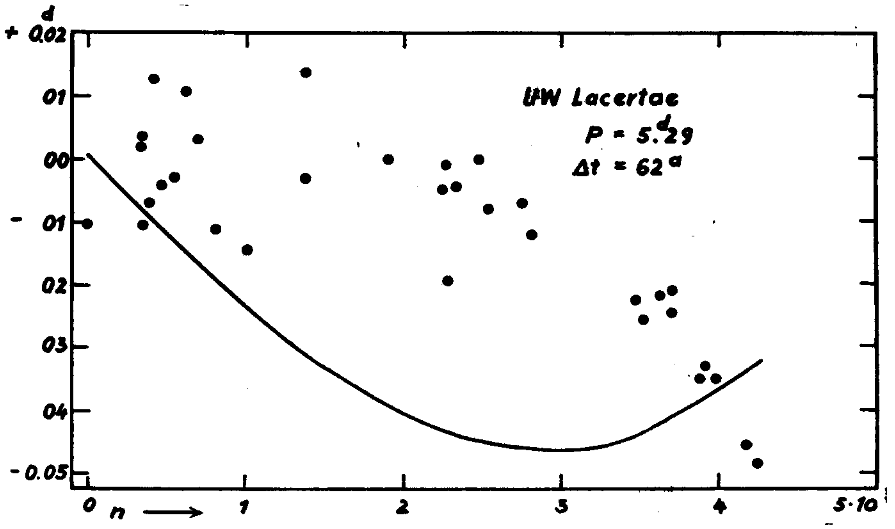

Abb. 15.

Das Nebenminimum des BV AR Cassiopeiae liegt bei der Phase $0\overset{P}{.}63$. Aus spektroskopischen Beobachtungen wird auf eine Apsidendrehung geschlossen, $P(U) = 413$ Jahre, $P(L) = 6\overset{d}{.}067$ (*Petrie*, AJ *51*. 22, 1944). Auch bei diesem Stern fehlen die photometrischen Messungen. AR Cas gehört zu den getrennten Systemen; $r_g + r_k = 0.27$; $r_g = 0.20$; Spektrum B3 + (A0.5).

Das Nebenminimum des Sterns DI Herculis liegt bei der Phase 0.77! Obwohl die Minima spitz und daher zeitlich sicher zu erfassen sind, konnte *Jacchia* (HB 912.18, 1940) keine Verlagerung der Minima zwischen 1898 und 1939 feststellen. Hier also muß $P(U)$ sehr groß sein (siehe hiezu die Überlegungen *Rudkjöbings* bezüglich der Beobachtbarkeit einer relativistischen Apsidendrehung, (Ann Aph *22*. 111, 1959). DI Herculis gehört zu den getrennten Systemen, $r_g = r_k = 0.06a$; $P(L) = 10^{d}550$; Spektrum: B6 III + + B6 III. Ähnlich liegen die Verhältnisse bei KT Centauri; $r_g + r_k = 0.1a$; also ein getrenntes System; die Nebenminima lagen in den Jahren von 1889 bis 1931 unverändert bei der Phase $0\overset{P}{.}63$; $P(L) = 4\overset{d}{.}130$.

Wir fassen zusammen: Es gibt ohne Zweifel BV mit sinusförmig verlaufenden PEDs. Die Gegenläufigkeit der Haupt- und der Nebenminima ist wohl nur durch die Drehung der Apsidenlinie zu erklären. Wie die vorliegenden Beispiele zeigen, ist diese Erscheinung mit völliger Sicherheit bis jetzt nur bei weitgetrennten Systemen beobachtet worden; weitgetrennte Systeme haben Komponenten mit kleinen relativen Radien, die Komponenten stören sich daher gegenseitig kaum. Da die durch die Apsidendrehung für einen Erdbeobachter verursachte Veränderlichkeit der synodischen Umlaufszeit sicher zu erfassen ist, muß die anomalistische Umlaufszeit sehr konstant sein Diese Behauptung wird noch bekräftigt durch die Beobachtung der weitgetrennten Bedeckungssterne, wie DI Her und KT Cen, deren Perioden über viele Jahre hin praktisch völlig konstant sind.

Auf das Verhalten der Sterne TX UMa, U Sge und W Del, die zur Klasse der halbgetrennten BV gehören und deren PED auf eine Apsidendrehung hinweisen sollen, kommen wir später nochmals zurück.

III. LICHTZEITBAHNEN

Bewegt sich ein Bedeckungssystem um eine dritte Komponente und ist die Neigung nicht zu klein, so wird die Periode infolge der Abstandsänderung des Systems von der Sonne (Lichtzeiteffekt) veränderlich erscheinen; Haupt- und Nebenminima verlagern sich dabei gleichsinnig. Bei kreisförmiger Bahn ist das PED sinusförmig, ist sie elliptisch, so tritt eine dementsprechende Deformation des PED ein, die die Exzentrizität und die Lage des Periastrons zu bestimmen gestattet *(J. B. Irwin*, ApJ *116*. 211; 1952; AJ *64*. 149; 1958).

Wir suchen jetzt nach PEDs, die als Lichtzeiteffekte und damit als Bahnbewegungen gedeutet wurden.

Hier ist zuerst RT Persei zu nennen. Wenn man mit *Scott* (HB 912. 3; 1940) das PED aus den Jahren 1906 bis 1935 zeichnet, so erhält man die in Abb. 16 dargestellte Form, die Scott als Bahn mit $P(U) = 13\,591^{\mathrm{d}} = 16\,000\ P(L)$ deutet. Er betont die Ungenauigkeit dieser Lösung, die vor allem dadurch verursacht ist, daß der Stern seine Bahn zur Zeit der Berechnung noch nicht vollständig durchlaufen hatte. Ich habe nun die späteren Beobachtungen in das PED eingetragen, Abb. 17. Wie man sieht, kann die von Scott errechnete Bahn nicht existieren, denn die $\Phi(t)$ der neueren Minimumsepochen folgen nicht den Scottschen Elementen. Auch dieses Beispiel lehrt wieder, daß man PEDs erst dann als periodischen Vorgang interpretieren sollte, wenn die Periode mehrmals durchlaufen ist.

RT Per gehört zu den halbgetrennten Systemen; $r_g + r_k = 0.56\mathrm{a}$; $r_g = 0.31\mathrm{a}$; $P(L) = 0^{\mathrm{d}}.849$; Spektrum: F2 + (gG4).

Aus den zwischen 1930 und 1960 gelegenen Minimumsepochen des Sterns VW Cephei haben *Schmidt* und *Herczeg* (Bonn Veröff *57*. 13; 1960) auf eine Lichtzeitbahn geschlossen; die Amplitude ist $0^{\mathrm{P}}.063$, die Umlaufszeit $P(U) = 29$ Jahre. Eine Bahnellipse mit $e = 0.45$ und $\omega = 320°$ stellt die Beobachtungen einigermaßen dar (Abb. 18).

Nach *Payne-Gaposchkins* Untersuchungen (Publ AAS 10.127; 1941; HC 446. 23; 1942) liegen die aus dem Harvard-Material abgeleiten Minima der Jahre 1890 bis 1940 auf einer Sinuskurve, die sie als Bahnbewegung deutet mit einer Umlaufszeit $P(U) = 29$ Jahre. Leider sind die Einzelheiten dieser Arbeit nicht veröffentlicht, so daß die Sicherheit nicht beurteilt werden kann; auch ist ein Vergleich der Beobachtungen im Zeitraum 1930 und 1940, in dem sich die beiden Beobachtungsreihen überlappen, nicht möglich. *Schmidt* und *Herczeg* geben als ungefähre Masse der dritten Komponente $0.5\odot$ an; da der Stern weder visuell noch im Spektrum sichtbar ist, vermuten die Autoren, daß er entweder wieder ein Doppelstern oder ein weißer Zwerg oder ein Unterzwerg ist.

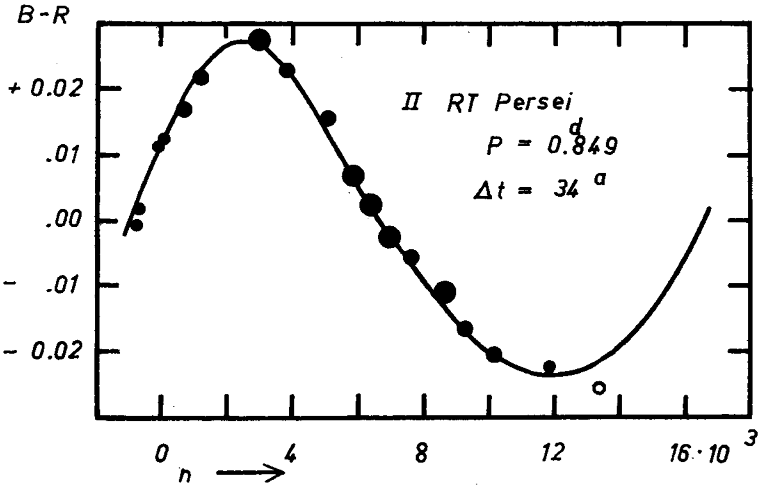

Abb. 16.

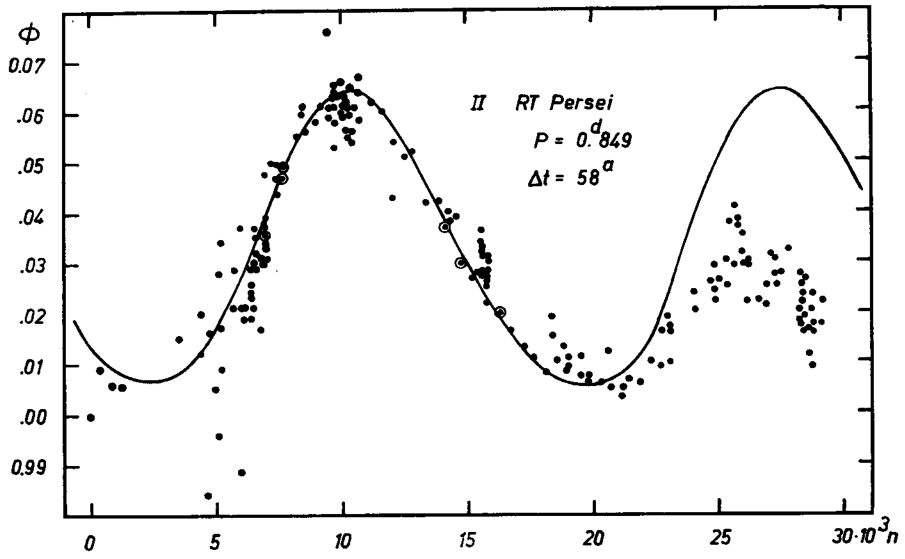

Abb. 17.

VW Cephei ist ein Kontaktsystem; $r_g + r_k = 0.76a$, $r_g = 0.48a$; $P(L) =$ $= 0^{d}.278$; Spektrum: K1 + G6.

Da Kontaktsysteme erfahrungsgemäß sehr unruhige Perioden haben, müssen erst zukünftige Beobachtungen die Periodizität der $\Phi(t)$ erweisen, bevor diese »Bahn« als gesichert angesehen werden kann.

Ähnlich liegen die Verhältnisse bei AK Herculis. *Schmidt* und *Herczeg* deuten das von ihnen gezeichnete PED als Bahn mit $P(U) = 64$ Jahren, $a_3 \sin i' = 2.4$ AE und $\mathfrak{M}_3 = 0.33\odot$ (ZAp *47*. 106; 1959).

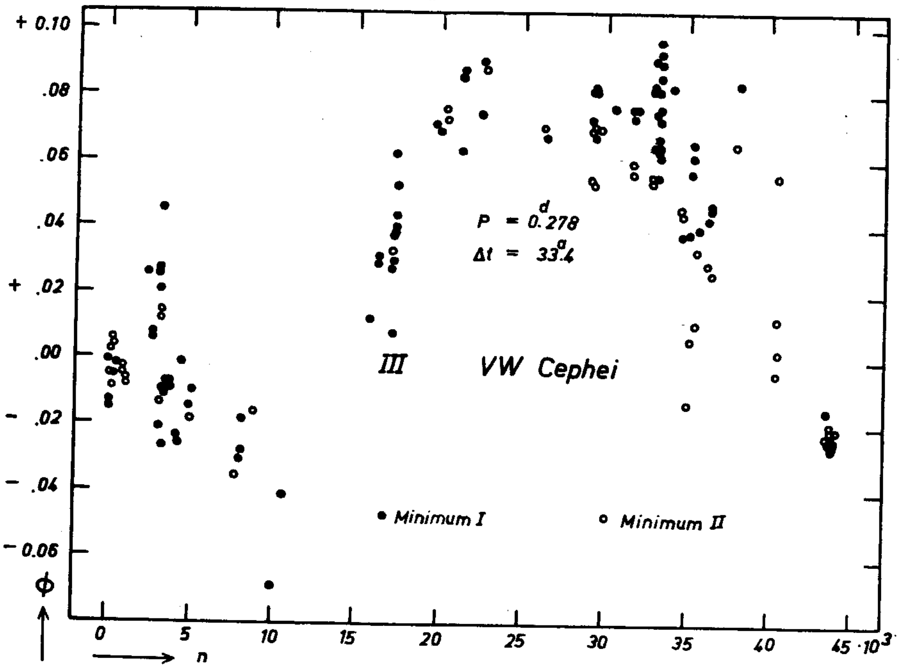

Abb. 18.

AK Her ist mit hoher Wahrscheinlichkeit ein Kontaktsystem, $P(L) = 0^{d}421$. Nach einer vorläufigen Bahnbestimmung von *Seyfert* und *Mason* (AJ *56*. 48; 1951) ist $r_g + r_k = 0.86a$; $r_g = 0.53a$; Spektrum: F2 + F6. Die Komponenten sind natürlich stark deformiert. Massen und Radien des Bedeckungspaares sind aber für eine strenge Klassenzuteilung nicht genau genug bekannt.

Schmidt und *Herczeg* weisen auf die regellos verlaufenden Änderungen der Lichtkurve hin; sie führen diese Änderungen auf die Instabilität der Hauptkomponente zurück; ferner nehmen sie die Existenz von Gasströmen an. Starke Deformation der Komponenten in Verbindung mit ihrer Instabilität und der Anwesenheit von Gasströmen: diese drei Eigenschaften machen eine azyklische Veränderlichkeit der Periode sehr wahrscheinlich (Siehe auch: *Woodward*, HC 446; 1942). Auch hier können erst die Beobachtungen der nächsten Jahrzehnte einen Entscheid über die Realität der »Lichtzeitbahn« bringen.

Nach den Kopalschen Kriterien gehört U Ophiuchi ($r_g + r_k = 0.51a$, $r_g = 0.26a$; $P(L) = 1^d.677$; Spektrum B5 + B6) zu den getrennten Systemen und man sollte eine konstante Periode erwarten. Eine Apsidendrehung oder eine Bahn um einen dritten Körper sollte daher im PED gut wahrnehmbar sein. Tatsächlich zeigen die zwischen $0 < n < 14\,000$ gelegenen $\Phi(t)$ nach *Parenago* (VS 7. 102; 1949) eine Welle, die als Bahn gedeutet, $P(U) = 46$ Jahre und für $f(\mathfrak{M}_3) = 0.018 \odot$ (*Kopal*, l. c.) ergibt. Mit $M_{g,k} =$

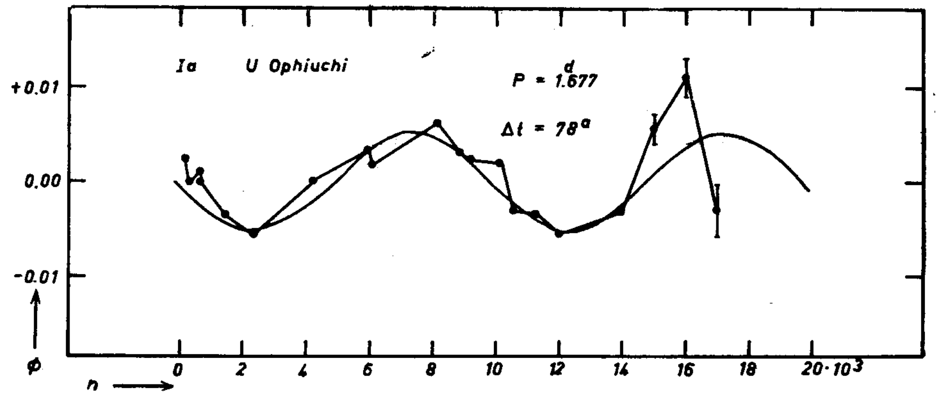

Abb. 19.

$= 10 \odot$, wird M_3 gleich $0.6 \odot$. Es wird, wenn der Stern auf der Hauptreihe liegt, $M_v = +9.1$ sein, also 10^m schwächer als der Bedeckungsstern und wird daher photometrisch unwirksam bleiben; der hypothetische Stern steht daher nicht im Widerspruch mit den Beobachtungen.

Aber 20 Minimumsepochen, für die $n > 14\,000$, ergeben zu drei Normalpunkten vereint, $\Phi(t)$, wie sie in die Abb. 19 mit ihren mittleren Streuungen eingezeichnet sind. Diese neuen Beobachtungen lassen starke Zweifel an der Realität der »Bahn« aufkommen. Auch auf diesen Stern kommen wir später nochmals zu sprechen.

In BAC *10*. 185 (1959) prüft *Plavec* bei W Delphini (S. S. 16.) auch die Möglichkeit einer Lichtzeitbahn, er verwirft aber diese Deutung, da $f(\mathfrak{M}_3) = 344 \odot$ sein soll. Nimmt man für die Massensumme des Bedeckungspaares $2.54 \odot$ an, dann wird die Masse des dritten Sterns $344 \odot$ sein: ein sehr unwahrscheinliches Resultat. Hier liegt jedoch ein Versehen vor, da ein Faktor 10^{-3} übersehen wurde; es ist $f(\mathfrak{M}_3) = 0.34 \odot$; dann ist $\mathfrak{M}_3 = 1.9 \odot$, wenn $i' = 90°$ gesetzt wird. Mit diesen Daten und der Parallaxe 0.0016 wird der Abstand des dritten Sterns von W Delphini eine Bogensekunde betragen. Dann aber hätte der Stern längst gesehen werden müssen, denn die scheinbare Helligkeit wird rund 10^m sein. Also auch mit diesen Daten ist die Deutung des PED als Folge einer Bahnbewegung nicht sehr wahrscheinlich. W Del gehört zu den halbgetrennten Systemen; $r_g + r_k = 0.40a$, $r_g = 0.25a$; $P(L) = 4^d.806$; Spektrum: A0 + (gK0). Auch hier müssen erst die Beobachtungen der folgenden Jahre die Periodizität der Periodenänderung erweisen.

Die Phasen der Minima von RZ Cassiopeiae haben *de Sitter* (BAN 7. 118; 1933), *S. Gaposchkin* und *Erro* (HB 912. 12; 1940), *Parenago*

(VS 9. 125; 1952) und *Huffer* (AJ 54. 129; 1949) untersucht. Die Interpretation, der in Abb. 20 dargestellten Kurve, die bis 1936 reicht, ist uneinheitlich: de Sitter deutet sie als Lichtzeit mit $P(U) = 18$ Jahren, Gaposchkin und Erro deuten sie als Folge einer Apsidendrehung mit $P(U) = 18.6$ Jahren. Parenago jedoch, der ein bis 1952 reichendes Beobachtungsmaterial untersucht, kann die von den drei genannten Autoren gefundene Doppelwelle nur ungefähr bestätigen (Abb. 21), aber in den nach 1936 folgenden Jahren wiederholt sich die Welle nicht, die Periodenänderung muß als unperiodisch bezeichnet werden.

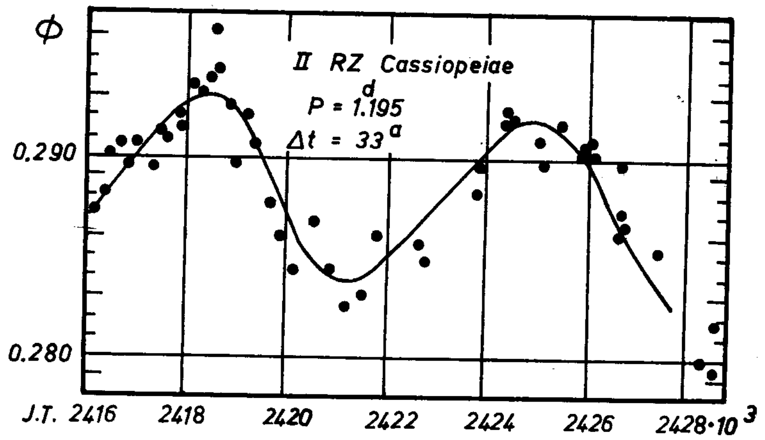

Abb. 20.

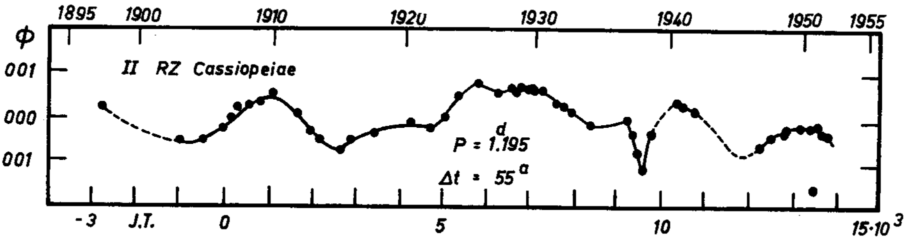

Abb. 21.

RZ Cas gehört zu den halbgetrennten Systemen; $P(L) = 1\overset{\mathrm{d}}{.}195$; $r_g + r_k = 0.525a$, $r_g = 0.28a$; Spektrum: A0 + (gG1).

Aus diesem Stern erfahren wir, daß selbst ein zweimaliges Durchlaufen einer »Welle« noch kein Beweis für die tatsächliche Existenz einer Periodizität zu sein braucht, vor allem dann nicht, wenn es sich um ein System der Klassen II oder III handelt.

Wenn man von Bedeckungsveränderlichen mit veränderlichen Perioden spricht, dann muß natürlich das klassische Beispiel β Persei erwähnt werden; nur ist es fraglich, ob man ihn bei den Objekten mit Apsidendrehung oder bei den Sternen mit Lichtzeitbahnen behandeln soll, denn seine Periodenungleichheiten hat man mittels beider Phänomene zu deuten versucht.

Die letzte zusammenfassende Arbeit über die Perioden bei Algol haben *Kopal* und seine Mitarbeiter veröffentlicht (Jodrell Banks Annals 1. 374; 1960). Danach sind die hauptsächlichsten in der Periode auftretenden Ungleichheiten gekennzeichnet durch die im folgenden aufgeführten Daten:

1. $P(U) = 175.5$ Jahre Amplitude $= 3\overset{\mathrm{h}}{.}3$
2. $P(U) = 32$ Jahre Amplitude $= 13\overset{\mathrm{m}}{.}25$
3. $P(U) = 1.87$ Jahre Amplitude $= 4\overset{\mathrm{m}}{.}\,3$.

Hier wird die dritte Ungleichheit als Bahnbewegung gedeutet; sie wurde von *McLaughlin* (Michigan Publ *6.*, 3; 1934) auf spektrographischem Wege gefunden; wegen ihrer kleinen Amplitude von 4.3 Minuten ist sie im PED nicht zu sehen.

Die zweite Ungleichheit wird einer Apsidendrehung im Bedeckungspaar zugeschrieben. Nach Kopals theoretischen Überlegungen ist diese Annahme mit der Bahnexzentrizität, mit der beobachteten Lage des Nebenminimums und mit dem Aufbau der Sterne durchaus vereinbar. Der Ablauf der zweiten Ungleichheit ist in fünf aufeinanderfolgenden Erscheinungen durch Beobachtungen belegt, so daß an seiner periodischen Natur anscheinend nicht gezweifelt werden kann. Ihre Deutung aber als Apsidendrehung beruht nur auf theoretischen Überlegungen; der Beweis durch eine langjährige Beobachtung der Lage des Nebenminimums steht noch aus!

Auch über den Ursprung der großen Ungleichheit ist heute eine Aussage noch nicht möglich. Sie kann keine Bahnbewegung sein. Setzen wir für $\mathfrak{M}_{BV+3} = 7\,\odot$, $i' = 80°$, $\Delta = 0\overset{\mathrm{d}}{.}1375$, $a = 0\overset{\circ}{.}0161$, $P(U) = 175.5$ Jahre (die letzten drei Werte nach *Kopal)* und für die Parallaxe $p = 0\overset{\prime\prime}{.}0418$ *(Strand* u. a. AJ 55. 251, 1950), so wird $a_4 = 173.27\Delta = 23.8$ AE oder die Distanz zum Systemschwerpunkt $d_4 = 23.8$ AE, das entspricht einem Winkelabstand gleich $1\overset{\prime\prime}{.}0$.

Aus der Massenfunktion $f(\mathfrak{M}) = 0.42\,\odot$ erhalten wir für $\mathfrak{M}_4 = 3.6\,\odot$. Damit wird $a_{BV+3} + a_4 = 70$ AE. Der sphärische Abstand zwischen Algol und der 4. Komponente ist dann $3''$! Eine Komponente mit diesen Eigenschaften ($\mathfrak{M} = 3.6\,\odot$; Distanz $= 3''$) hätte längst entdeckt werden müssen.

Die große Ungleichheit kann keine Apsidendrehung zur Ursache haben: Aus $\Delta = 0\overset{\mathrm{d}}{.}1375$ erhalten wir für e den nicht kleinen Wert 0.15. Hält man das Hauptminimum bei der Phase 0.00 fest, dann wandert das Nebenminimum zwischen den Phasen $0\overset{\mathrm{P}}{.}40$ und 0.60; ein so großer Betrag ist, obwohl das Nebenminimum flach ist, mit den Beobachtungen nicht vereinbar.

Für eine weitere Untersuchung der großen Ungleichheit habe ich die wertvolle Zusammenstellung der Minima von Kopal bis zur Gegenwart ergänzt, und mit den Elementen

$$\Phi(t) = (t_n - 237\,2238.351)\; 0\overset{\mathrm{d}^{-1}}{.}348\,758\,701\,69 - n$$

die Phasen aller Minima gerechnet und in Abb. 22 dargestellt. Bei der Betrachtung dieser Abbildung sieht man meines Erachtens sogleich, daß die große Ungleichheit kein periodischer, zumindest kein einfacher periodischer Vorgang ist. Es hat doch vielmehr den Anschein, daß die Grundzüge dieser Ungleichheit viel besser durch einen aus drei Geraden bestehenden Polygonzug dargestellt werden können: die erste Gerade erstreckt sich von $n = 0$ bis

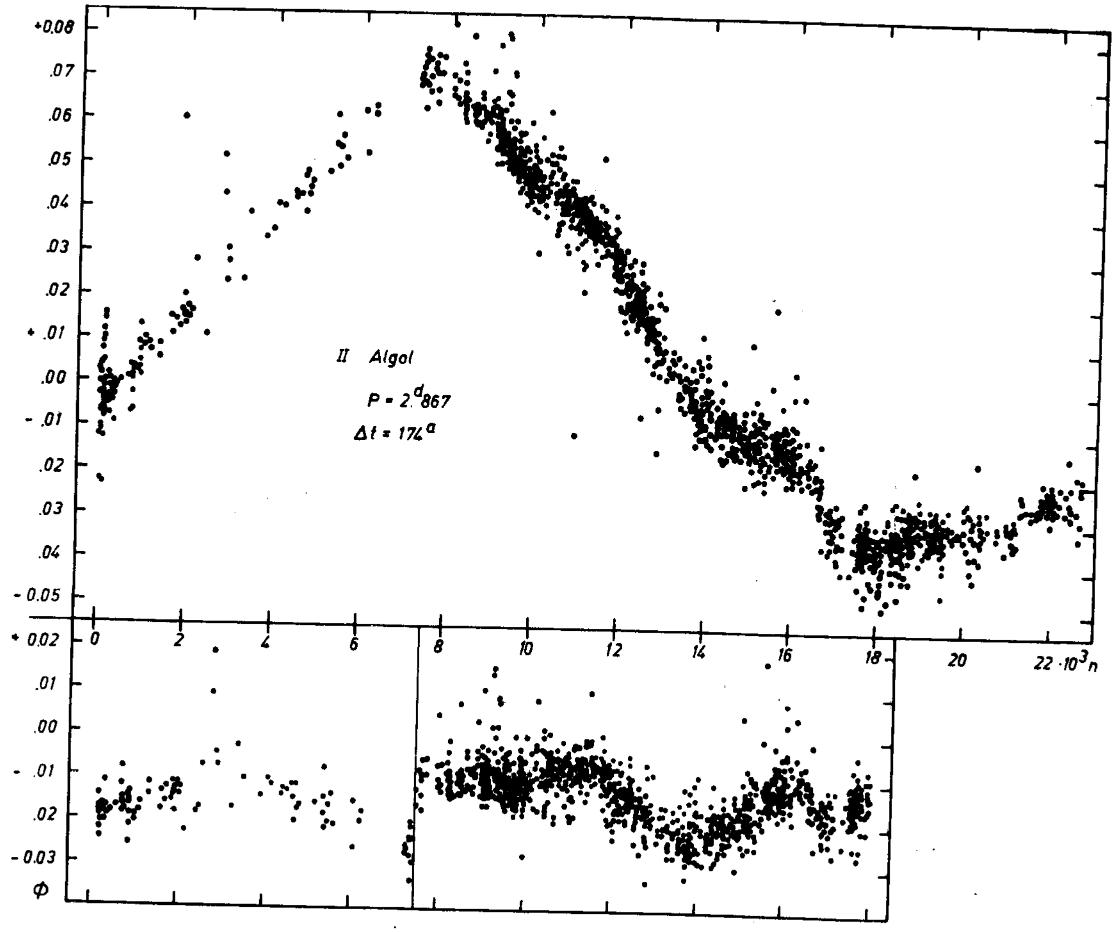
+0.08
.07
.06
.05
.04
.03
.02
+ .01
.00
- .01
.02
.03
.04
- 0.05
+ 0.02
.01
.00
- .01
.02
- 0.03
Φ
0
2
4
6
8
10
12
14
16
18
20
22 · 10³ n
II Algol
P = 2.ᵈ867
Δt = 174ᵃ

Abb. 22.

$n = 7490$; die zweite Gerade von $n = 7490$ bis $n = 18\,034$, dem Anfang der dritten Gerade, deren Ende noch nicht erreicht ist. Diese letzte Gerade hat eine merklich geringere Neigung als die erste und deutet schon durch diesen Umstand daraufhin, daß die »Sinuskurve« sich nicht wiederholen wird.

Um das Verhalten der Phasen zu untersuchen, wenn die große Ungleichheit durch einen Polygonzug angenähert wird, wurde mit den linearen Elementen

$$\Phi(t) = (t_n - 237\,8927.8259)\;\; 0^{\mathrm{d}^{-1}}_{.}\,348\,755\,20 - n$$

und

$$\Phi(t) = (t_n - 239\,9974.1070)\;\; 0^{\mathrm{d}^{-1}}_{.}\,348\,762\,26 - n$$

für die oben angegebenen Grenzen in n die Minimumsphasen $\Phi(t)$ gerechnet und in den unteren Teil der Abb. 22 eingetragen. Die nun verbleibenden Reste lassen die 2. Ungleichheit erkennen, aber nirgends erkennt man Reste, die entstehen müßten, wenn man die Äste einer Sinuskurve durch zwei Gerade ersetzt. Es sei aber nicht verschwiegen, daß für diese Behauptung ein Beweis noch numerisch zu erbringen ist.

In einer späteren Arbeit wird noch zu prüfen sein, wie sich die zweite Ungleichheit verhält, wenn man die große Ungleichheit durch einen Polygonzug darstellt.

Wir schließen also, daß die große Ungleichheit kein periodischer Vorgang ist, sondern durch plötzliche Periodenänderungen hervorgerufen wird. Zwei derartige Periodenänderungen sind beobachtet: 1840 und 1924. Von der Entdeckung des Lichtwechsels bei Algol bis 1840 betrug die Periode $2^{\mathrm{d}}_{.}867\,341$, von da bis 1924: $2^{\mathrm{d}}_{.}867\,283$; sie hat sich also 1840 um 5 Sekunden verkürzt. 1924 trat wieder eine Verlängerung ein, diese zur Zeit gültige Periode ist aber kürzer als die vor 1840 bestehende, sie ist nämlich etwa $2^{\mathrm{d}}_{.}867\,32$.

Algol gehört zu den halbgetrennten Systemen, es ist $r_g + r_k = 0.466a$; $r_g = 0.24a$; Spektrum: B8 + (gK0).

Überblicken wir nochmals die Sterne, die einen Lichtzeiteffekt im PED aufzeigen sollen, so müssen wir feststellen, daß wir kein PED gefunden haben, das uns zur Annahme einer Bahnbewegung um einen dritten Körper zwingt. Erinnern wir uns an U Ophiuchi: Obwohl anscheinend die Bahn bereits zweimal durchlaufen war, hat sich die Kurve im PED beim dritten »Umlauf« nicht wiederholt. Auch bei RT Persei wiederholte sich die Kurve nicht und auch nicht bei den übrigen aufgeführten Sternen. Ob VW Cephei tatsächlich eine Ausnahme bildet, können mit Heranziehen der alten Harvardbeobachtungen erst neue Beobachtungen in den nächsten Jahren entscheiden.

Bei der Beurteilung der Realität der Lichtzeitbahnen sollte auch den Massen der dritten Komponente eine besondere Aufmerksamkeit geschenkt werden. Bestimmt man aus den Konstanten Δ und a, die die Amplitude und Dauer der als Bahnbewegung gedeuteten Sinuskurve der Phasen t_{Min} darstellen, die Massenfunktion $f(\mathfrak{M}_3)$ und aus ihr mit der bekannten Massensumme des Bedeckungspaares die Masse des dritten Sterns, so stehen diese Bestimmungen fast immer im Widerspruch mit den Beobachtungen. Man erinnere sich der Sterne Y Cam, oder VW Cep oder W Del.

Betrachtet man die PED unvoreingenommen, so erkennt man, daß diese fast immer unperiodisch, unregelmäßig verlaufen. Sie können nicht durch eingliedrige trigonometrische Reihen dargestellt werden. Bei manchen Sternen sind Polygonzüge die adäquate Darstellung.

Zur Erhärtung dieser Behauptung werden im nächsten Abschnitt die PED weiterer BV behandelt, die vornehmlich der Klasse der halbgetrennten Systeme angehören.

In Abb. 23 sind die Phasen der Minima von Y Camelopardalis aufgetragen; die eingezeichnete Sinuslinie

$$\Phi n = 0^{d}.1215 \sin (0^{\circ}.0543\, n + 186^{\circ}.8)$$

ist von Szczepanowska (AAb 2. 147; 1955) abgeleitet. Bemerkungen über die Ursache der Veränderlichkeit der Periode werden nicht mitgeteilt. Die Darstellung ist nicht schlecht, wenn auch die Reste gegen diese Kurve nicht ganz zufällig verteilt zu sein scheinen. Die Kurve ist aber erst einmal durchlaufen!

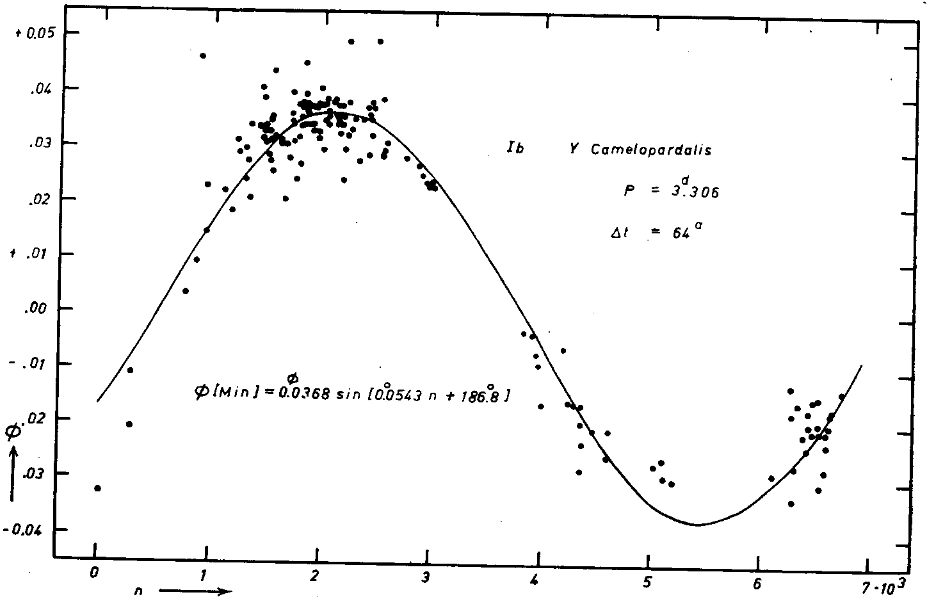

Abb. 23.

Ist nun das PED durch eine Drehung der Apsidenlinie entstanden, dann erhalten wir für e den großen Betrag 0.12 und die Phasen des Nebenminimums müßten zwischen $0^{d}.43$ und $0^{d}.57$ liegen, wenn das Hauptminimum die Phase 0.0 zugeordnet bekommt. Das Nebenminimum ist zwar flach, aber ad hoc angestellte Beobachtungen sollten leicht den Entscheid bringen, ob eine Apsidendrehung stattfindet, denn eine Deutung als »Bahn« ist nicht möglich! Es wird nämlich mit $a_3 \sin i' = 21.05$ AE $\sin i'$, $i = i' = 85°$ und $P(U) = 60.0$ Jahre, die Massenfunktion $f(\mathfrak{M}_3) = 2.56$ ⊙ und damit $\mathfrak{M}_3 = 5.61$ ⊙, wenn $\mathfrak{M}_{BV} = 2.68$ ⊙ gesetzt wird. Diese dritte Komponente wäre also 1 bis 2^{m} heller als die helle Komponente im Bedeckungspaar und von ihr $0''.03$ (Parallaxe $= 0''.000\,87$) entfernt: ein völlig unmögliches Resultat.

Y Cam ist ein getrenntes System mit einer Nebenkomponente, deren Radius für einen Hauptreihenstern schon zu groß ist, die aber die Rochesche

Grenzfigur noch nicht ausfüllt. $r_g + r_k = 0{,}46a$; $r_g = 0.23$; $P(L) = 3^{\mathrm{d}}3055$; Spektrum: A7 + (gK1).

Für die Lage der $\Phi(t)$ im PED von SV Camelopardalis hat *R. Sommer* (AN *283*. 155; 1956) die Formel angegeben:

$$\Phi(n) = 0^{\mathrm{d}}0108 \sin\,(0^{\circ}01017\, n + 132^{\circ}7);$$

somit ist $P(U) = 57.7$ Jahre. Die Periode der Ungleichheit ist einmal durchlaufen. Eine Deutung der Periodenänderung ist nicht gegeben.

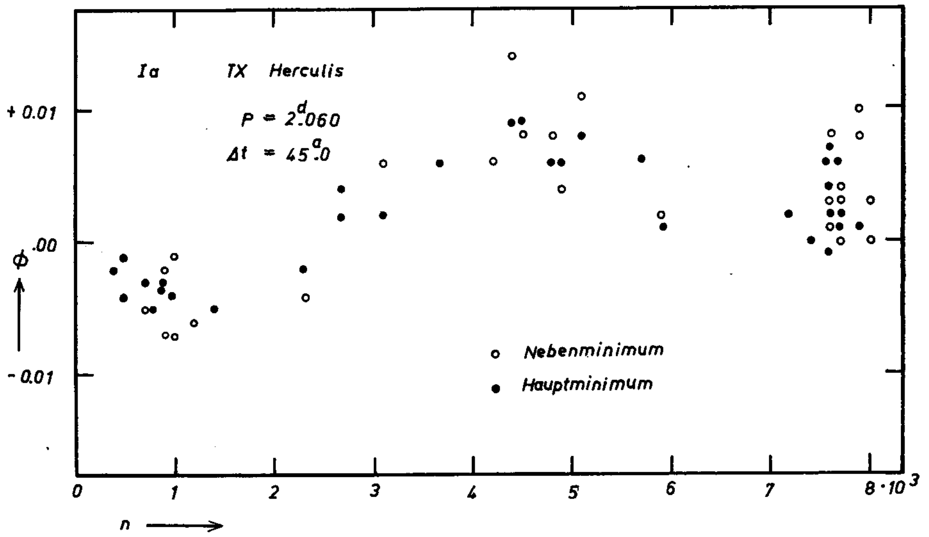

Abb. 24.

Van Woerden (Leiden Ann *21*, 1; 1957) hat auf grund eines sehr viel umfangreicheren Materials (lichtelektrische Beobachtungen) den Stern sehr eingehend untersucht. Nach diesen Untersuchungen handelt es sich um ein Objekt mit merklich deformierten und relativ großen Komponenten ($r_g + r_k = 0.67a$; $r_g = 0.41a$; $P(L) = 0^{\mathrm{d}}593$; Phase des Nebenminimums $0^{\mathrm{P}}5$). Durch diese Arbeit wird die Veränderlichkeit der Periode bestätigt, aber diese Periodenveränderungen verlaufen nicht periodisch, denn die Eintrittszeiten lichtelektrisch bestimmter Minima, die Sommer nicht zugänglich waren, weichen beträchtlich von der oben angegebenen Formel ab.

TX Herculis, getrenntes System; $r_g + r_k = 0.31$a, $r_g = 0.16a$; $P(L) = 2^{\mathrm{d}}060$; Spektrum: A5 + (F1). Die Komponenten sind anscheinend kugelförmig und gleich groß, die relativen Radien sind klein. Das alles sind Voraussetzungen für eine konstante Periode, und daher sollte eine Apsidendrehung oder ein Lichtzeiteffekt als zusätzliche und gesetzmäßige Änderung der Periode gut zu beobachten sein. Das Verhalten der $\Phi(t)$ zeigt Abb. 24; zu einem fast gleichen Resultat kommt Bozula (VS *11*. 39; 1956). Aus der beobachteten Welle liest man $\Delta = 0^{\mathrm{d}}02$; $P(U) = 31$ Jahre ab. Bozula deutet die Kurve als Bahnbewegung; dann erhält man mit den obigen Daten und $\mathfrak{M}_{BV} = 3.9\,\odot$ für $\mathfrak{M}_3$ den Wert $1\,\odot$; der Abstand BV — $\mathfrak{M}_3$ wird mit $p =$

$= 0\overset{\prime\prime}{.}0046$ gleich $0\overset{\prime\prime}{.}078$; diese Resultate stehen nicht im Widerspruch zu den Beobachtungen, denn, wenn die absolute Helligkeit von TX Her gleich $+1\overset{m}{.}5$ und die des dritten Sterns gleich $+4\overset{m}{.}7$ gesetzt wird, wird sich die Gesamthelligkeit um weniger als $0\overset{m}{.}01$ ändern. Ist die Welle aber durch eine Apsidendrehung verursacht, dann wird $e = 0.03$, und das Nebenminimum pendelt zwischen den Phasen $0\overset{p}{.}48$ und $0\overset{p}{.}52$. Die Minima dieses getrennten Systems sollten unter steter Kontrolle gehalten werden, da es hier aussichtsreich erscheint, eine gesetzmäßige Periodenänderung zu finden.

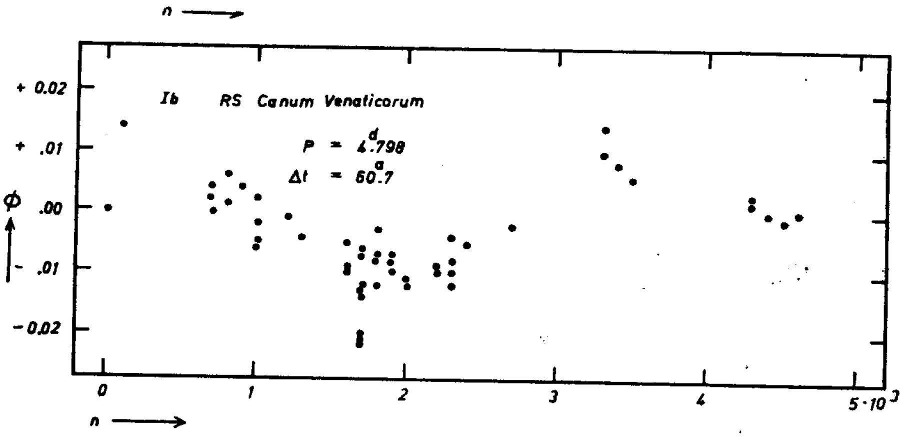

Abb. 25.

RS Canum Venaticorum (Abb. 25). Nach *Kopal* getrenntes System, aber bereits Ib (siehe Y Cam). $r_g + r_k = 0.37a$; $r_g = 0.28a$; Spektrum: F4 + (gK5); $P(L) = 4\overset{d}{.}798$. Die Komponenten sind deformiert. Die hier beobachtete Periodenänderung ist oft untersucht worden, zuletzt von *Plavec* (BAC *10.* 195, 1959; *11.* 148; 1960). Der Autor hält schließlich eine Apsidendrehung für möglich. Solange aber diese Behauptung nicht durch die Verlagerung des Nebenminimum erwiesen ist, ist es meines Erachtens angebrachter, die Periodenänderung als unperiodisch zu betrachten. Wahrscheinlich steht dieser Stern mit seinen sehr ungleichen Komponenten der Klasse II näher als der Klasse Ia.

X Trianguli. Halbgetrenntes System; $r_g + r_k = 0.61a$, $r_g = 0.33a$; $P(L) = 0\overset{d}{.}972$; Spektrum: A3 + (gG4). Bei oberflächlicher Betrachtung des Diagramms Abb. 26 könnte man an einen periodischen Vorgang denken: $P(U) = 10\,000\ P(L)$. Eine eingehende Untersuchung G. A. Langes (VS *11.* 453; 1958) zeigt aber deutlich, daß in den $\Phi(t)$ keine Periodizität steckt. Diese ist bei einem halbgetrennten System auch gar nicht zu erwarten.

RW Tauri (Abb. 27). Halbgetrenntes System; $r_g + r_k = 0.40a$; $r_g = 0.23a$; $P(L) = 2\overset{d}{.}769$; Spektrum: B9 + (gK1). In der Lichtkurve ist eine schwache Elliptizität der Komponenten angedeutet. Die Form des PED hat Grant (ApJ *129.* 62; 1959) veranlaßt, eine Bahn um einen dritten Körper anzunehmen. Hat das Bedeckungspaar 3.1 Sonnenmassen, dann muß die dritte Komponente 2.2 ⊙ haben, wenn $i' = 90°$ angenommen wird. Dies ist ein photometrisch nicht sehr wahrscheinliches Modell.

Plavec weist mit Recht daraufhin (Prag Acad Publ 16, 1960), daß der absteigende Ast (etwa ab $n = 4300$) kein Teil einer irgendwie gearteten Sinuskurve ist, sondern sehr exakt durch eine Gerade dargestellt werden kann.

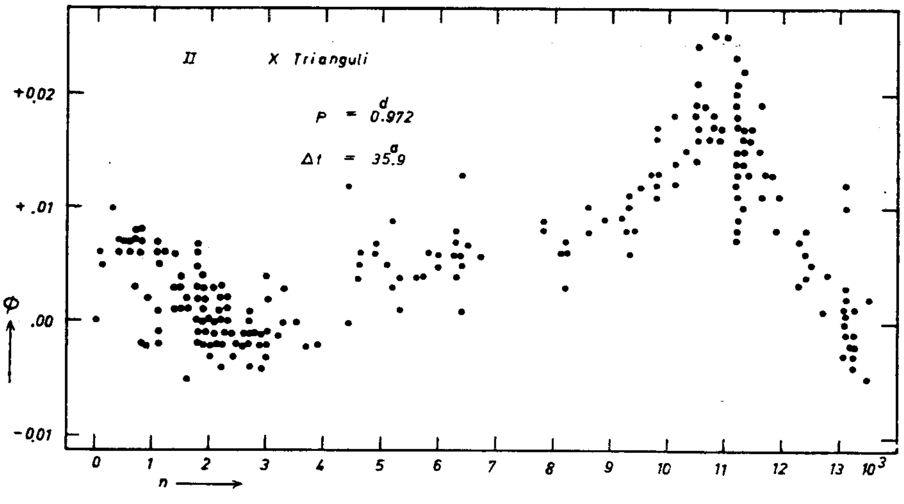

Abb. 26.

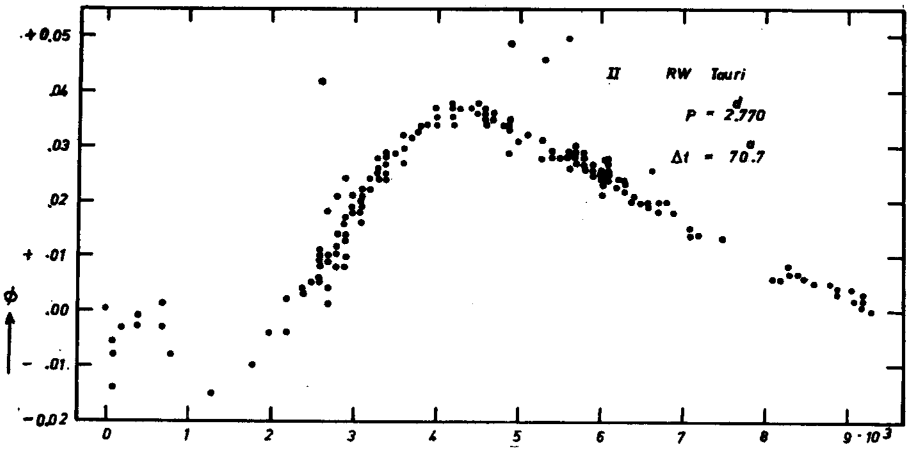

Abb. 27.

Ein Vergleich unserer Abb. 27 oder der Grants (l. c.) mit der Abb. 1 von *Plavec* (l. c.) zeigt hier deutlich, wie wichtig für eine stichhaltige Interpretation eines PEDs die richtige Wahl von t_0 und $P(L)$ ist (vergleiche hiezu UW Lac, S. 16, 19). RW Tauri ist neben Algol und anderen Bedeckungsveränderlichen ein typisches Beispiel für plötzliche Periodenänderungen; vor und nach diesen

Änderungen sind die Perioden praktisch konstant; die Zeitdauer der Periodenänderung ist kurz im Vergleich zur Gültigkeitsdauer der konstanten Perioden.

R Canis Maioris. Halbgetrenntes System; $r_g + r_k = 0.53a$, $r_g = 0.28a$; $P(L) = 1^d.136$; Spektrum: F0 + (gG9). Die Veränderlichkeit der Periode ist seit langem bekannt. Zuletzt wurde sie von *R. H. Koch* (AJ *65*. 326; 1960) untersucht. Das l. c. gezeigte (B—R)-Diagramm deckt sich in der Form mit unserer Abb. 28. *Koch* sagt: ...and can presently be represented either by two more or less straight lines or by a sine curve with a semi-amplitude of $0^d.032$. When observed, secondary eclipse has always been located at the half-period point, and the absorption lines from a third body have never been detected. The period is probably intrinsically variable.

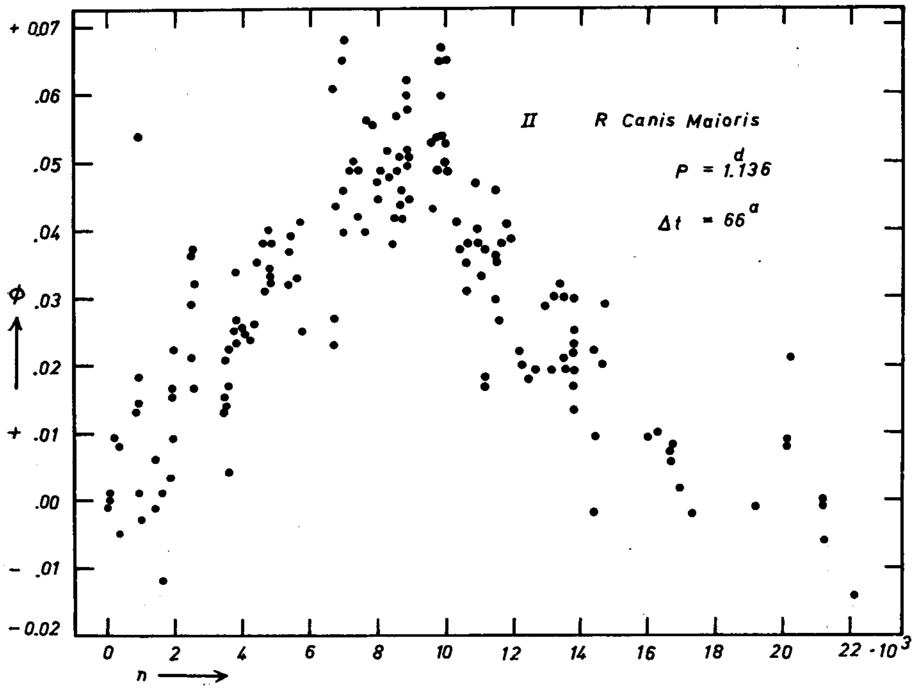

Abb. 28.

Auch R CMa ist ein typisches Beispiel für einen Stern mit plötzlichem Periodenwechsel, die Periode selbst bleibt aber zwischen den Wechseln mehr oder weniger konstant.

Y Leonis (Abb. 29). Mit Benutzung der Daten in ASP *30*. 345; 1918; BAN *6*. 29 ; 1930; ApJ *102*. 114; 1945; *121*. 71; 1954; *131*. 127; 1960 und Ann Aph *19*. 303; 1956 erhält man $C_1 > C_0$, $C_2 = C_0$. Y Leo ist also ein halbgetrenntes System, $r_g + r_k = 0.55a$; $r_g = 0.30a$; $P(L) = 1^d.686$; Spektrum: A3 + (K). Auch hier beobachtet man eine plötzliche Periodenänderung; vor und nach der Änderung ist die Periode praktisch konstant. Das Verhalten der Periode ist also typisch für halbgetrennte Systeme.

AR Lacertae (Abb. 30). Getrenntes System, jedoch bereits Übergang zu den halbgetrennten: Ib. $r_g + r_k = 0.48a$; $r_g = 0.31a$; $P(L) = 1^{\mathrm{d}}983$; Spektrum: G5 + gK0. Auch hier zwingt die Lage der Minimumsphasen nicht zur Annahme einer Sinuskurve; eine adäquate Darstellung wird durch zwei Gerade erreicht.

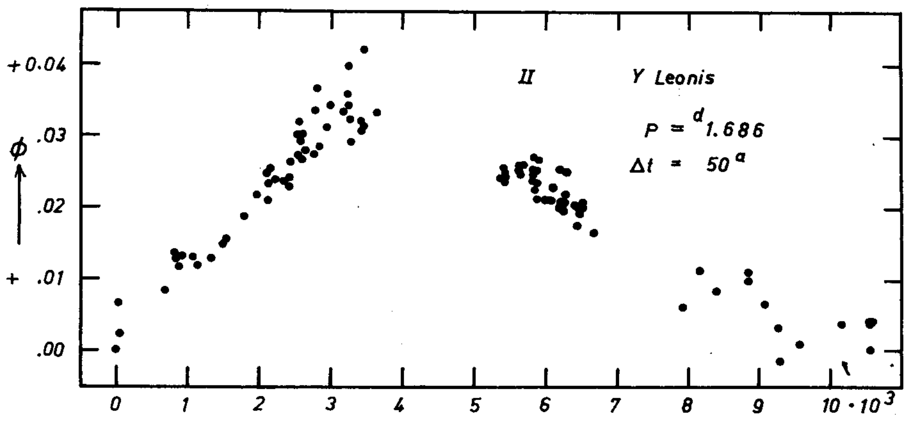

Abb. 29.

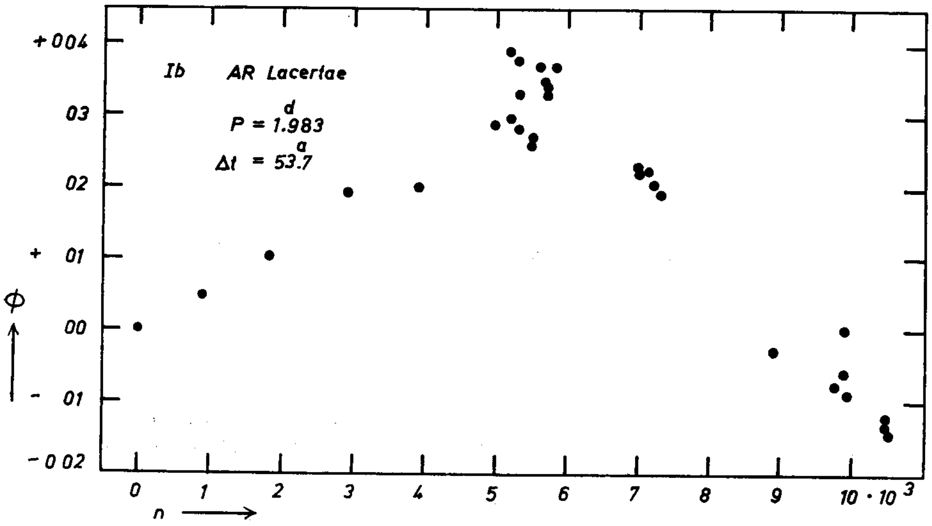

Abb. 30.

XZ Andromeda (Abb. 31). Halbgetrenntes System; $r_g + r_k = 0.67a$, $r_g = 0.34a$; $P(L) = 1^{\mathrm{d}}357$; Spektrum: A0 + (gG1). Das Verhalten der Minimumsphasen läßt eine mehrmalige größere Periodenänderung erkennen. Da die Punkte zwischen den Knickstellen an manchen Stellen nicht durch eine Gerade darstellbar sind (z. B. zwischen $n = 8500$ und $n = 12\,200$), muß hier eine mehr oder weniger stetig veränderliche Periode angenommen werden. Eine Gesetzmäßigkeit für die gesamte Periodenänderung kann meines Erachtens aus diesem Diagramm nicht abgelesen werden (*Odinskaja* und *Ustinov*, AC *116*. 18; 1951; VS *8*. 264; 1952).

U Cephei (Abb. 32). Halbgetrenntes System; $r_g + r_k = 0.50a$, $r_g = 0.31a$; $P(L) = 2\overset{d}{.}493$; Spektrum: B8 + gG8. Zu diesem Diagramm sagt *Kopal* : The orbital period of U Cephei exhibits complicated fluctuations, of acyclic nature, ... Wahrscheinlich ist auch hier die Periode zwischen den Knickstellen praktisch konstant; aber das Diagramm zeigt, daß neben Periodenänderungen auch Epochensprünge vorkommen, das heißt, eine an sich konstante Periode wird nur kurzfristig durch eine Periode merklich anderer Länge unterbrochen, wie beispielsweise bei $n = 4250$.

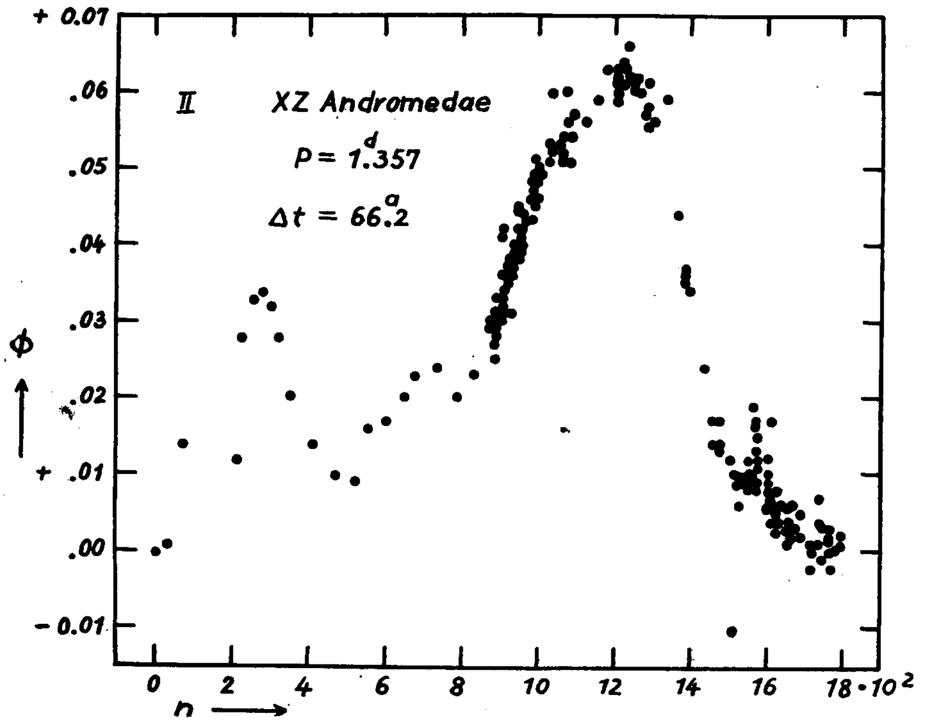

Abb. 31.

Abschließend seien einige Sterne aufgeführt, die im Beobachtungszeitraum offensichtlich konstante Perioden hatten.

SZ Camelopardalis (Abb. 33). Getrenntes System Ia; $r_g + r_k = 0.61a$, $r_g = 0.43a$; $P(L) = 2\overset{d}{.}698$; Spektrum: O9.5 + (B2). Die Periode war über einen Zeitraum von 6 Jahren anscheinend konstant.

Z Vulpeculae (Abb. 34). *Kopal* rechnet den Stern zu den halbgetrennten Systemen, $r_g + r_k = 0.56a$; $r_g = 0.30a$; $P(L) = 2\overset{d}{.}455$; Spektrum: B3 + (A0). Die Komponenten sind bereits merklich deformiert. Die beobachteten Minimumsphasen erstrecken sich über einen Zeitraum von 55 Jahren; aus ihnen muß geschlossen werden, daß die Periode in diesem Zeitraum praktisch konstant war.

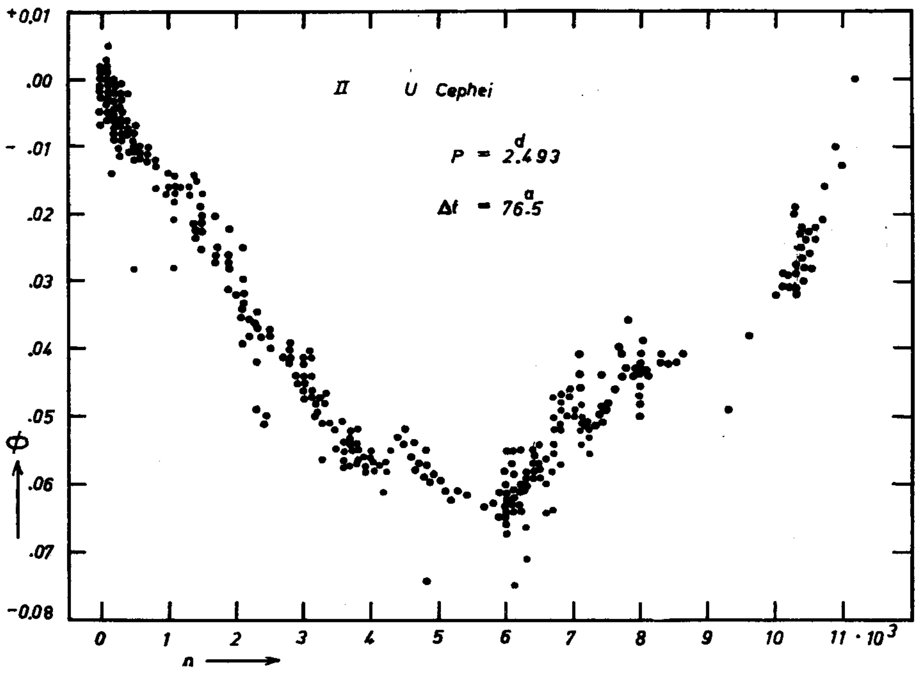

Abb. 32.

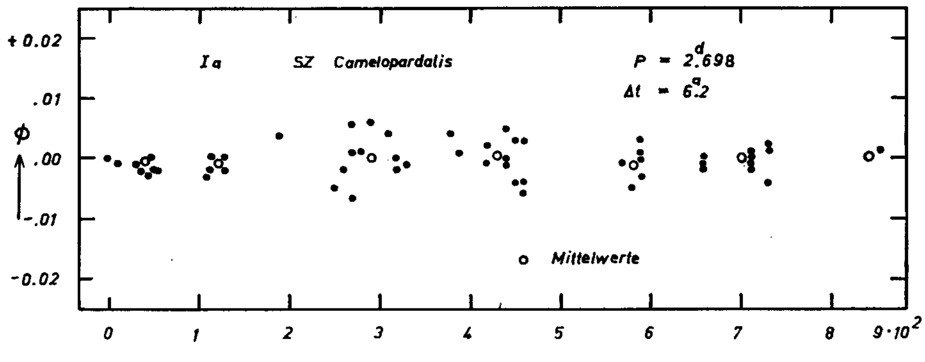

Abb. 33.

TV Cassiopeiae (Abb. 35). Der Stern gehört zur Klasse Ib; die sichtbare Komponente ist nicht merklich deformiert. $r_g + r_k = 0.59a$, $r_g = 0.31a$; $P(L) = 1^d.813$; Spektrum: A0 + (gF8). Die Periode war über den Zeitraum von 54 Jahren praktisch konstant.

UV Leonis (Abb. 36). Getrenntes System, $r_g + r_k = 0.59a$, $r_g = 0.30a$; $P(L) = 0^d\!.600$; Spektrum: G0 + G1. Die Deformation der Komponenten ist sehr gering. Die Periode war über 26 Jahre konstant; neuere Beobachtungen, die mir nicht zur Verfügung stehen, sollen nach *Herczeg* (mündl. Mitteilung Frühjahr 1961) eine Veränderlichkeit der Periode andeuten.

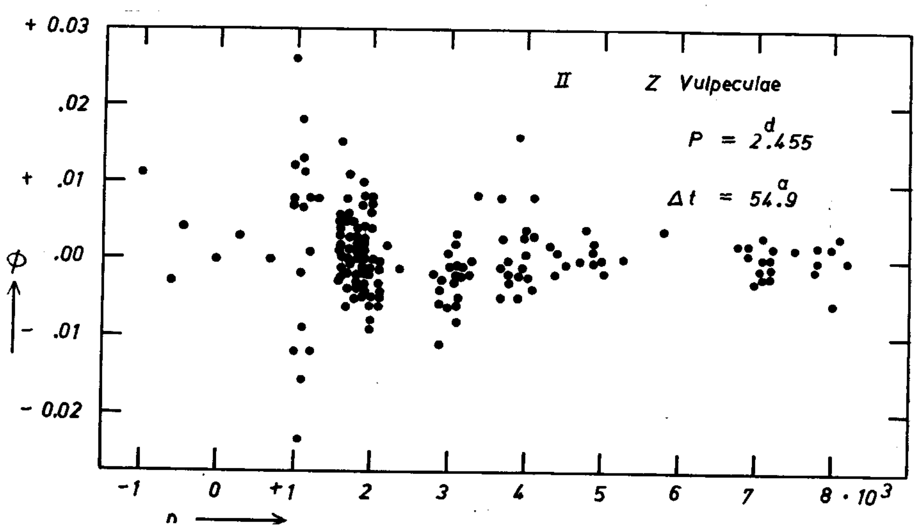

Abb. 34.

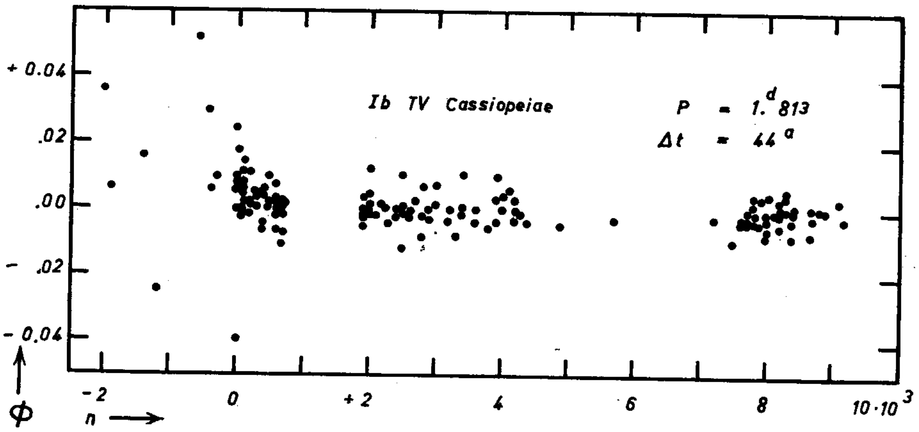

Abb. 35.

Ich habe noch viele andere BV bezüglich der Konstanz ihrer Perioden untersucht. Die Wiedergabe dieser Diagramme soll unterbleiben, da die hier gebrachten Beispiele repräsentativ für alle vorkommenden Fälle sind.

Was können wir diesen Darstellungen entnehmen?

1. Die Mehrzahl der untersuchten Bedeckungsveränderlichen haben veränderliche Perioden.

2. Der streng periodische Verlauf der Veränderung ist bis jetzt nur bei einigen wenigen Bedeckungsveränderlichen exakt nachzuweisen gewesen. Diese Veränderungen können als Folge einer Apsidendrehung gedeutet werden.

So wahrscheinlich die Existenz dreifacher Systeme ist, bei denen das Bedeckungspaar einen entfernten dritten Stern umkreist, so ist doch bis jetzt noch kein Objekt gefunden worden, dessen PED uns zur Annahme einer »Lichtzeitbahn« zwingt.

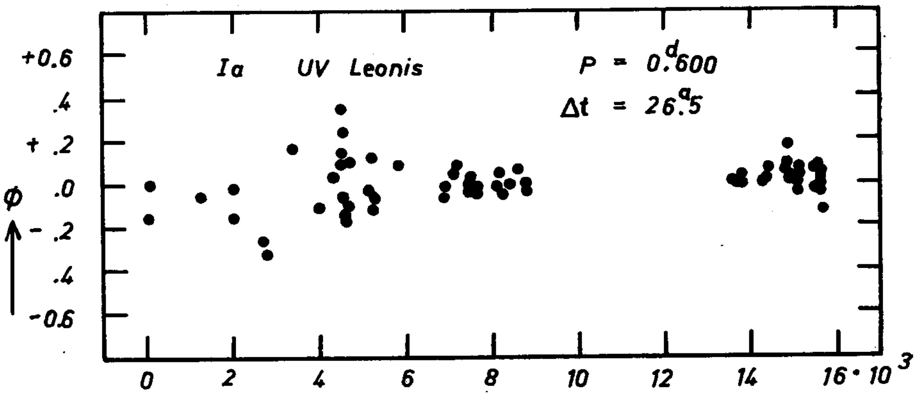

Abb. 36.

3. Eine Periodenänderung der Form $P_n = P_o + 2Qn$ ist zu beobachten; jedoch ist Q nur über begrenzte Zeiträume konstant; es ist anzunehmen, daß diese Art der Periodenänderung durch einen Massenverlust erzeugt wird; dann deutet die Veränderlichkeit von Q auf eine sehr verständliche Veränderlichkeit von $d\mathfrak{M}/dt$ hin. Q kann aber beim gleichen Stern zeitweise gleich Null sein.

Vorerst ungeklärt bleiben jedoch die Fälle, bei denen wir eine Verkürzung der Periode (negatives Q) beobachten.

4. Am häufigsten ist eine regellose Änderung der Periode zu beobachten. Dabei lösen sich Perioden verschiedener Länge ab, die in ihrem Wirkungsbereich konstant sind. Somit ist das PED durch einen Polygonzug darstellbar. Mit anderen Worten: Zwischen den Knickstellen des Polygonzuges sind die Perioden praktisch konstant; die Dauer, während der sich die Periodenänderung vollzieht, ist kurz im Vergleich zur Gültigkeitsdauer der konstanten Periode. Selbstverständlich braucht zwischen den Knickstellen die Periode nicht immer konstant zu sein: bei XZ And war die Periode zwischen den Knickstellen mit den Epochen 8500 und 12 200 nicht konstant (Abb. 31).

Betrachten wir abschließend die beobachteten Periodenänderungen in Abhängigkeit von der Zugehörigkeit der Sterne zu den drei Kopalschen Klassen, so können wir folgendes feststellen:

Apsidendrehungen, die durch die Beobachtung der Phasen der Nebenminima eindeutig als solche zu deuten sind, sind bis jetzt nur bei den Sternen der Klasse Ia beobachtet worden. Daraus müssen wir schließen, daß die Sterne dieser Klasse mit ihren am gegenseitigen Abstand gemessenen kleinen Radien und ihren meist geringen Deformationen als Folge einer Achsenrotation und gegenseitiger Anziehung praktisch konstante anomalistische Perioden haben, so daß für einen Beobachter von der Erde aus, die Apsidendrehung aus der gesetzmäßigen Verlagerung der Haupt- und der Nebenminima sicher abgeleitet werden kann. Diese Sterne durchlaufen Ellipsenbahnen, sonst wäre ja eine Apsidendrehung nicht möglich. Die Existenz von Ellipsenbahnen bei kurzen Perioden sei besonders erwähnt, da man häufig der Behauptung begegnet, kurperiodische Doppelsterne hätten stets Kreisbahnen. Diese Behauptung gilt nicht, wenn die Komponenten Hauptreihensterne sind!

Die Bedeckungsveränderlichen der Klassen II und III haben wohl alle mehr oder weniger stark veränderliche Perioden. Hier beobachten wir in zeitlich begrenzten Abschnitten parabelnahe PED; in den meisten Fällen aber beobachten wir Periodenänderungen ohne erkennbare Gesetzmäßigkeit. Es ist zu vermuten, daß hier der schon durch die Konfiguration der Komponenten angedeutete Beginn einer Instabilität auch die Periode beeinflußt; eine von außen gesteuerte Periodenänderung ist in Anbetracht der Beschränkung der Objekte auf die Klassen II und III sehr unwahrscheinlich. Im Gegensatz zu den Sternen der Klasse I-beobachten wir hier eine »echte« Periodenänderung. Die BV der Klassen II und III haben Kreisbahnen, wie die Lage der Nebenminima eindeutig ergibt; somit sind bei diesen Objekten gar keine Apsidendrehungen zu erwarten.

Allerdings gibt es Ausnahmen dieses etwas sehr einfachen Schemas, die wir noch etwas näher behandeln wollen.

Hier ist zuerst U Oph zu nennen, ein Stern der Klasse Ia mit anscheinend unperiodisch veränderlicher Periode. Es fallen nämlich 21 Minima, die nach Abschluß der Arbeit von Parenago veröffentlicht worden sind, nicht mit der gerechneten Kurve zusammen, und das bei $n = 17\,000$ zu erwartende Maximum der Schwingung wird nicht bestätigt. Ein von *Wroblewski* (AA *6*. 146, 1956) aus nur 6 visuellen Schätzungen abgeleitetes Nebenminimum bei $n = 15\,680$ liegt bei der Phase $0^{P}.547$. Diese große Abweichung ist sicherlich nur eine Folge der geringen Anzahl der Schätzungen, und dieses Minimum vermag daher keinen Beitrag zur Entscheidung über die Art der Periodenveränderung zu bringen.

Bei der Beurteilung des Falles U Oph als getrenntes System mit wahrscheinlich unperiodisch veränderlicher Periode darf man vielleicht die starke Deformation der Komponenten, wie sie aus der Lichtkurve (ApJ *114*. 297; 1951) hervorgeht, nicht übersehen, denn das Auftreten dieser Deformation ist schon ein Zeichen für die Anwesenheit störender Kräfte. Durch diese merklich deformierten Komponenten unterscheidet sich U Oph offensichtlich deutlich von den getrennten Systemen mit praktisch kugelförmigen oder nur rotationsdeformierten Sternen und konstanten Perioden.

Eine Entscheidung, ob bei TX UMa eine periodische Änderung vorliegt, die auf eine Apsidendrehung zurückgeführt werden kann, ist heute noch nicht möglich. Bestechend ist natürlich die Übereinstimmung des aus den photometrischen und den spektroskopischen Beobachtungen abgeleiteten Wertes für $P(U)$. Aber die PEDs der Halbgetrennten haben oft »Sinusform«, jedoch diese Form wiederholt sich nicht; z. B. RT Persei. Auch bei TX UMa ist der Beweis des periodischen Verlaufs durch eine Wiederholung noch nicht erbracht. Ferner konnte *Hiltner* (ApJ 101. 108, 1945) die spektroskopischen Elemente von *Pearce* (MN *102*. 90, 1942) bezüglich der Werte e und ω nicht bestätigen, so daß die oben erwähnte Übereinstimmung im Wert für $P(U)$ wieder sehr fraglich geworden ist.

Bemerkenswert ist freilich die von *Wood* (Princ Contr *21*. 18, 1946) beobachtete Lage des Nebenminimums, die durch ungefähr gleichzeitige Beobachtungen von *Huffer* (Huffer und Eggen, ApJ *105*. 217, 1947) bestätigt wird. Leider sind l. c. die Beobachtungen nicht aufgeführt, so daß die Lage des Nebenminimums nur aus der mitgeteilten Lichtkurve roh abgeschätzt werden kann. Da diese Beobachtungen schon 20 Jahre zurückliegen, sollten exakte Bestimmungen der Epochen für die beiden Minima in der Gegenwart die Entscheidung bringen können.

Wie erinnerlich deutet *Plavec* die Periodenänderung bei RS Canum Venaticorum als Folge einer Apsidendrehung; damit steht der Stern mit unserer Behauptung im Einklang, da er zur Klasse Ib gehört. Aber meines Erachtens kann der periodische Charakter der $\Phi(t_{Min})$ noch nicht als erwiesen gelten, vor allem, wenn man die älteren Beobachtungen in die Betrachtung mit einschließt. Auch liegen noch keine Beobachtungen des Nebenminimums vor. Ist die Periode, wie zu vermuten ist, unperiodisch veränderlich, dann wäre RS CVn formal eine Ausnahme. Wie aber diese Untersuchungen gelehrt haben, sind anscheinend nur die Perioden der Doppelsterne konstant, deren beide Komponenten Hauptreihensterne sind. Die Nebenkomponente des Sterns RS CVn ist aber ein Unterriese!

Auch Z Vul, ein Stern der Klasse II, braucht mit seiner über 50 Jahre praktisch konstanten Periode keine Ausnahme des hier aufgestellten Schemas zu sein, denn nicht wenige Sterne dieser Klasse haben über viele Jahre hin konstante Perioden. Es scheint mir das Verhalten dieses Sterns eher eine Bestätigung meiner Vermutung zu sein, daß bei vielen Bedeckungsveränderlichen mit veränderlichen Perioden diese zwischen den Knickstellen konstant sind; nur ist im Fall Z Vul eine Periodenänderung im Beobachtungszeitraum noch nicht eingetreten.

Zum Schluß betrachten wir noch die Größe der Periodenänderung bei BV mit polygonzugänhlichen Phasen-Epochen-Diagrammen. Zu diesem Zweck bilden wir die zwischen je zwei aufeinanderfolgenden Knickstellen wirksamen Perioden $\bar{P}_1, \bar{P}_2, \ldots \bar{P}_n$ und die Differenzen $|\bar{P}_1 - \bar{P}_2|$; $|\bar{P}_2 - \bar{P}_3|$ und so fort. Dann soll die Größe der Veränderung q gleich sein

$$\frac{\bar{P}_n - \bar{P}_{n+1}}{\bar{P}}$$

q ist also der Absolutbetrag, um den sich zwei aufeinanderfolgende konstante Perioden, die durch eine Knickstelle getrennt sind, unterscheiden und zwar als Teil der zu eins normierten mittleren Periode, die aus dem gesamten Beobachstungbereich zu ermitteln ist $(\bar{P})$.

Tabelle 2 enthält in der letzten Spalte die so berechneten Werte q q liegt bei 10^{-5} und weist nur eine geringe Streuung auf. Eine Abhängigkeit von der Periodenlänge scheint nur für die obere Grenze von q zu existieren, wie die Abb. 37 zeigt. In ihr sind die q in Abhängigkeit von der Periode aufgetragen. Wenn man diese wenigen Beispiele als repräsentativ betrachten will,

TABELLE 2

Stern	Klasse	$\overline{P}$	$\overline{P}_n$	Dauer	$\overline{P}_n-\overline{P}_{n+1}$	$\overline{P}_n-\overline{P}_{n+1}$	$\frac{\lvert\overline{P}_n-\overline{P}_{n+1}\rvert}{\overline{P}}$
R CMa	II	$1^{\mathrm{d}}1359$	$1^{\mathrm{d}}135\,950$	28*	$+0^{\mathrm{d}}000\,013$	$+1^{\mathrm{s}}12$	$1.1 \cdot 10^{-5}$
			1.135 937	25			
U Cep	II	2.4929	2.492 887	29	−0.000 019	−1.64	$0.76 \cdot 10^{-5}$
			2.492 896	11	−0.000 043	−1.72	$0.70 \cdot 10^{-5}$
			2.492 939	33			
U CrB	II	3.4522	3.452 189	23	−0.000 040	−3.46	$1.2 \cdot 10^{-5}$
			3.452 229	18	+0.000 026	+2.25	$0.75 \cdot 10^{-5}$
			3.452 203	45			
WW Cyg	—	3.3177	3.317 680	26	−0.000 079	−6.83	$2.4 \cdot 10^{-5}$
			3.317 759	11			
Z Dra	II	1.3574	1.357 418	7	−0.000 015	−1.30	$1.1 \cdot 10^{-5}$
			1.357 433	14	+0.000 017	+1.47	$1.3 \cdot 10^{-5}$
			1.357 416	21	−0.000 023	−1.99	$1.7 \cdot 10^{-5}$
			1.357 439				
SX Her	II	0.8181	0.818 097	22	+0.000 004	+0.33	$0.46 \cdot 10^{-5}$
			0.818 093	23			
TX Her	Ia	2.0598	2.059 816	21	+0.000 012	+1.0	$0.58 \cdot 10^{-5}$
			2.059 804	18			
AR Lac	Ib	1.9832	1.983 244	29	+0.000 030	+2.59	$1.5 \cdot 10^{-5}$
			1.938 214	28			
Y Leo	—	1.6861	1.686 099	15	+0.000 028	2.42	$1.7 \cdot 10^{-5}$
			1.686 071	17			
T LMi	II	3.0199	3.019 882	14	−0.000 059	−5.10	$2.0 \cdot 10^{-5}$
			3.019 941	28			
ER Ori	III	0.4234	0.423 395	13	−0.000 002	−0.17	$0.47 \cdot 10^{-5}$
			0.423 397	9			
TY Peg	II	3.0922	3.092 276	17	+0.000 037	+3.20	$1.2 \cdot 10^{-5}$
			3.092 239	22	+0.000 023	+1.99	$0.74 \cdot 10^{-5}$
			3.092 216	21			
β Per	II	2.8673	2.867 341	58	+0.000 058	+5.01	$2.02 \cdot 10^{-5}$
			2.867 283	84	−0.000 037	−3.2:	$1.3 \cdot 10^{-5}$
			2.867 32:	30			
RW Tau	II	2.7688	2.768 889	23	+0.000 068	+5.88	$2.46 \cdot 10^{-5}$
			2.768 821	38			
X Tri	II	0.9715	0.971 534	6	−0.000 006	−0.52	$0.62 \cdot 10^{-5}$
			0.971 540	17	+0.000 010	+0.86	$1.00 \cdot 10^{-5}$
			0.971 530	8			
TX UMa	II	3.0633	3.063 295	16	−0.000 041	−3.54	$1.34 \cdot 10^{-5}$
			3.063 336	19	+0.000 049	+4.23	$1.60 \cdot 10^{-5}$
			3.063 287	14			

so kann man schließen, daß die längeren Perioden die größeren Veränderungen aufweisen können und zwar nicht als Folge von Beobachtungsfehlern sondern als Folge reeller Periodenänderungen.

Das Verhalten von q bei Perioden länger als 5^{d} ist schwer zu ermitteln, denn es fehlen die Beobachtungsgrundlagen. Berechnet man versuchsweise die q für Mirasterne, deren Phasen-Epochen-Diagramme ebenfalls durch Polygonzüge dargestellt werden können, so findet man q etwa gleich 10^{-2}, also rund 1000 mal größer als bei den BV, während die Perioden der untersuchten Mirasterne im Mittel nur 100 mal länger waren. Bei den RR Lyrae-Sternen des Kugelhaufens M3 ist q ebenfalls von der Größenordnung 10^{-5}.

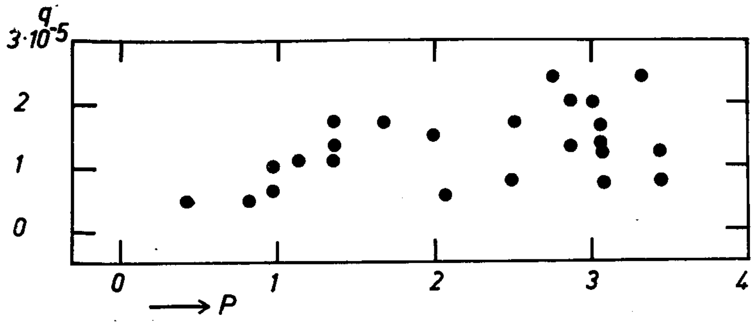

Abb. 37.

Die mehr oder weniger plötzlichen Periodenänderungen, die wir vor allem bei den Sternen der Klasse II beobachten und die die Ursache der polygonzugänglichen Phasen-Epochen-Diagramme sind, machen eine Vorausberechnung der Minima über einen Zeitraum größer als 20 Jahre meist unmöglich. Denn es ist sehr selten, daß eine Periode länger als 20 bis 25 Jahre konstant bleibt.

Daher wird es auch nur wenige Sterne der Klasse II geben, für die die Periode auf 10^{-6} Tage genau bestimmt werden kann. Die durch Schätzungen ermittelten Minimumszeiten werden im Mittel um $\pm 0^{d}005$ unsicher sein. Dann sind 10 000 Epochen nötig, um die obige Genauigkeit in der Periode zu erzielen. Natürlich müßen dabei die Epochen auf ein- und demselben Ast des Polygonzugs liegen. Denn es ist doch klar, daß eine Berechnung der Periode aus zwei zeitlich weitauseinanderliegenden Epochen nur dann statthaft ist, wenn man sich davon überzeugen kann, daß diese Minima tatsächlich auf dem gleichen Ast des Polygonzugs liegen. Diese Bedingung ist bei der Berechnung der »Perioden« leider oft außer Acht gelassen worden.

Solange wir die Gesetzmäßigkeit der Periodenänderung nicht kennen, wird das Verhalten eines Sterns der Klasse II nur durch die Bekanntgabe zahlreicher, gut bestimmter Minimumsepochen und durch die Angabe der verschiedenen Perioden mit ihrer Gültigkeitsdauer zu beschreiben sein.

Abschließend habe ich Fräulein *Charlotte Strobach* für die Durchführung fast aller, der hier anfallenden Rechnungen und Frau *Ruth Orwert* für das Zeichnen der Abbildungen zu danken.

A kiadásért felel: Detre László — Műszaki felelős: Tóth Erzsébet
A kézirat beérkezett: 1962. XII. 27.   Példányszám: 750 — Terjedelem: $2^{3}/_{4}$ (A/5) ív

63.56454 Akadémiai Nyomda, Gerlóczy u. 2. — Felelős vezető: Bernát György