

Langzeitlichtkurven von Z Cam Sternen

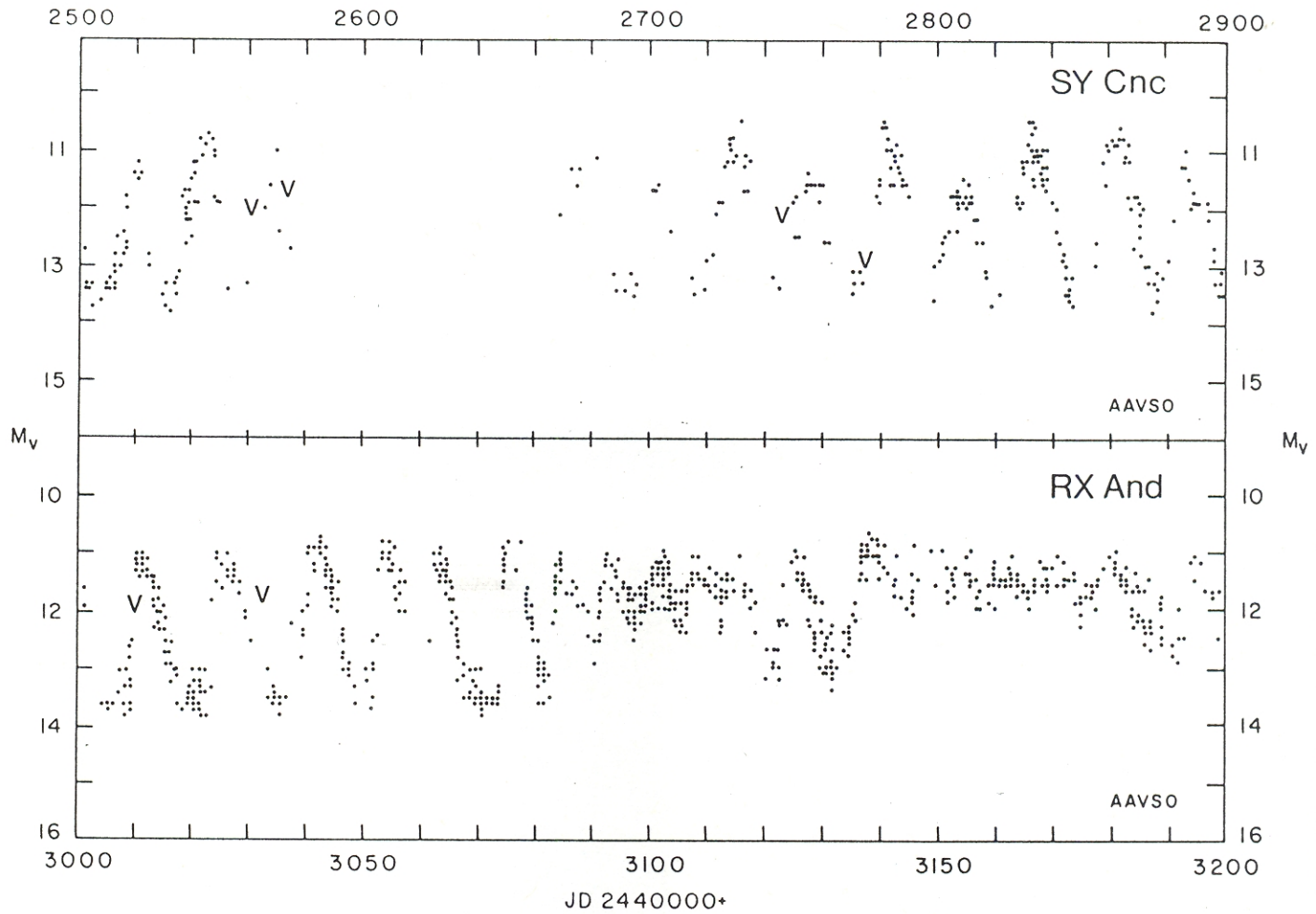


Figure 19. Visual light-curves for SY Cnc and RX And. Illustrated are 400 nights for SY Cnc and 200 nights for RX And, again from AAVSO data.

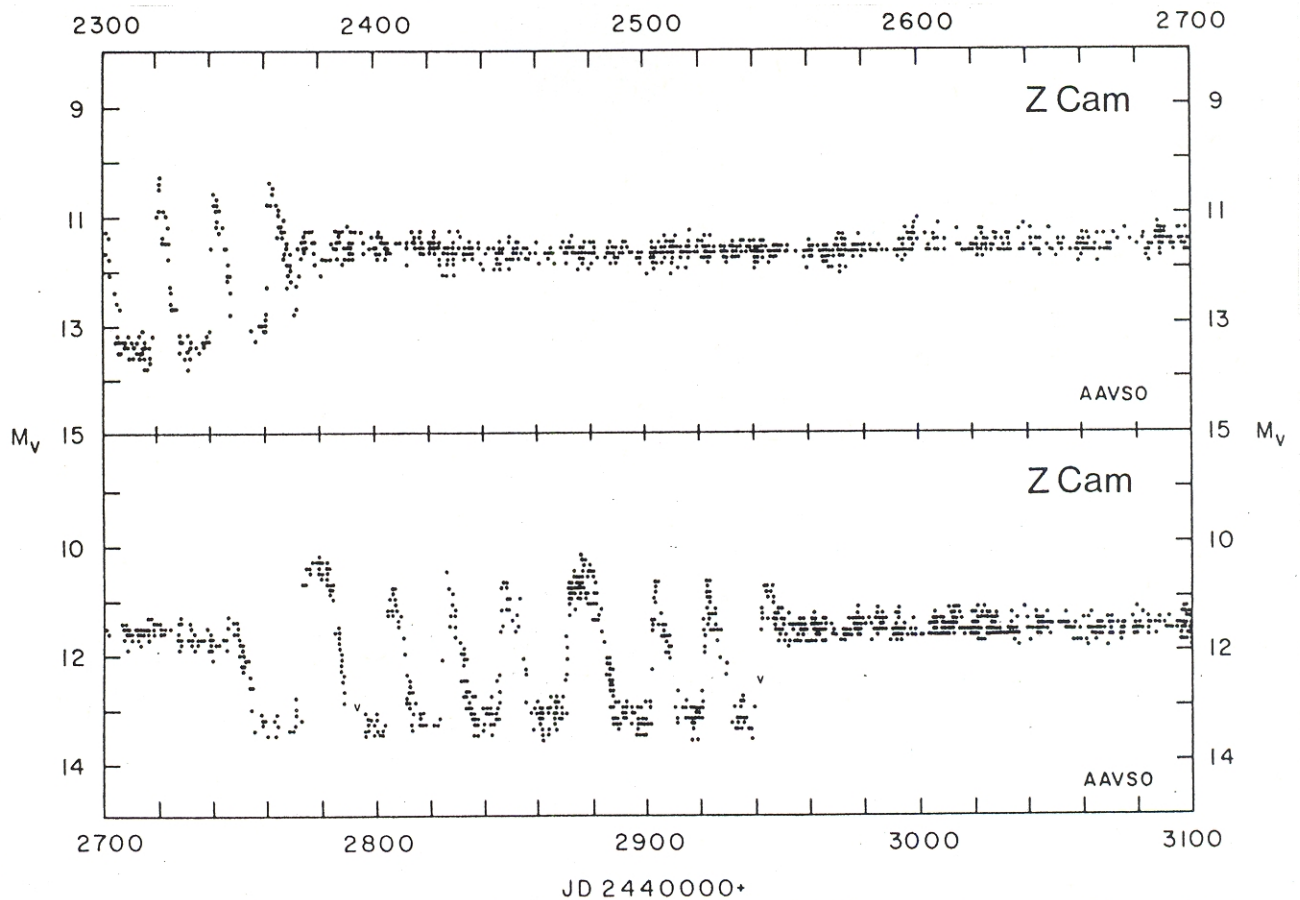
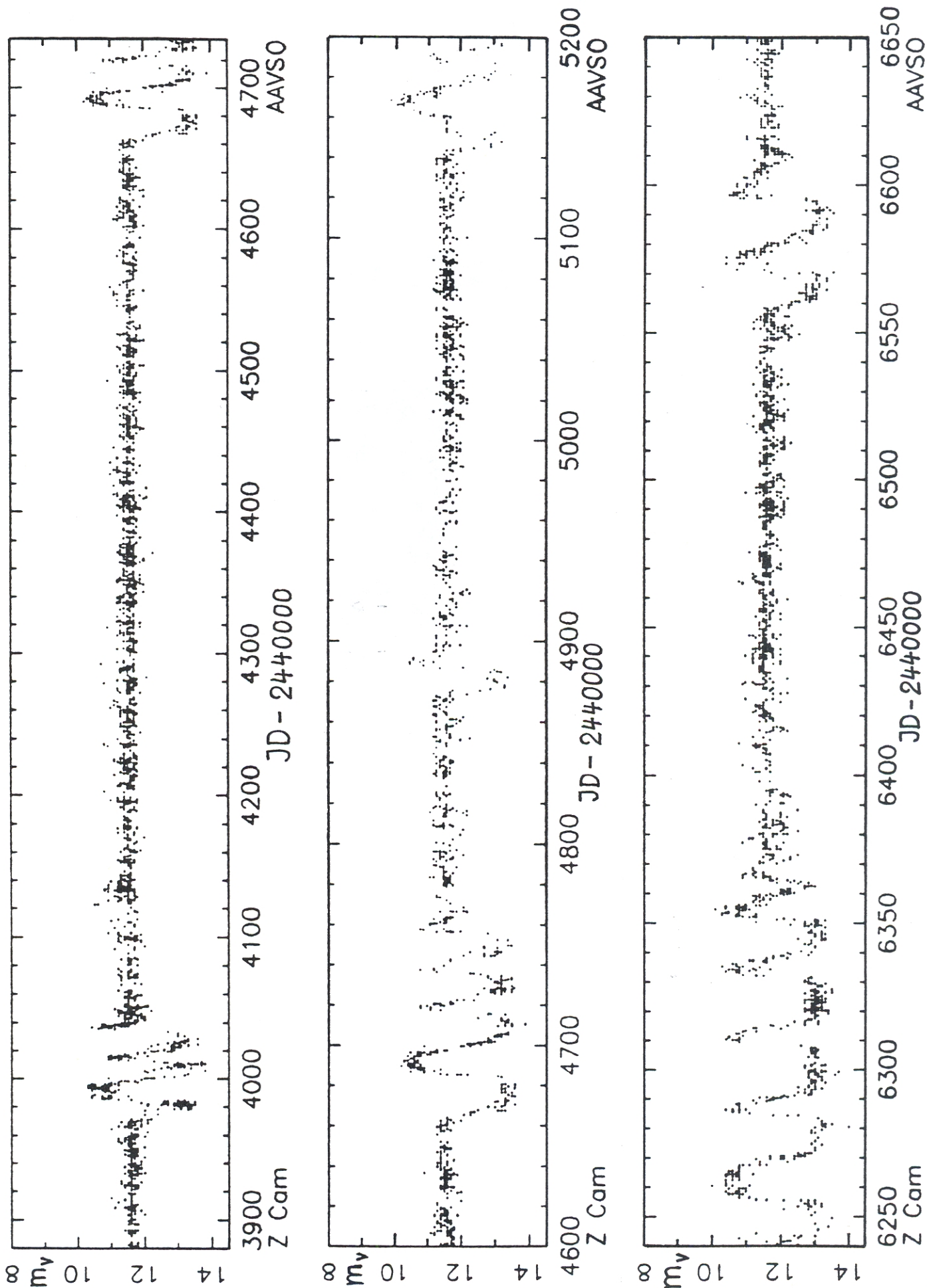


Figure 18. Visual light-curve for Z Cam, from 1974 September to 1976 November (JD -2440000=2300-3100). Panels combined from data supplied by the AAVSO.

aus: la Dous, C.: 1989, IUE-ULDA Access Guide No. 1, Dwarf Novae and Nova-like Stars, ESA SP 1114, ESA Publ. Div., Noordwijk





- ▶ Wenn während eines Ausbruchs die Bestrahlung des Sekundärsterns stark genug ist, so dass  $\dot{M}_{tr} > \dot{M}_{crit}$ , wird das System in einem dauernden Ausbruch (= Standstill) gehalten.

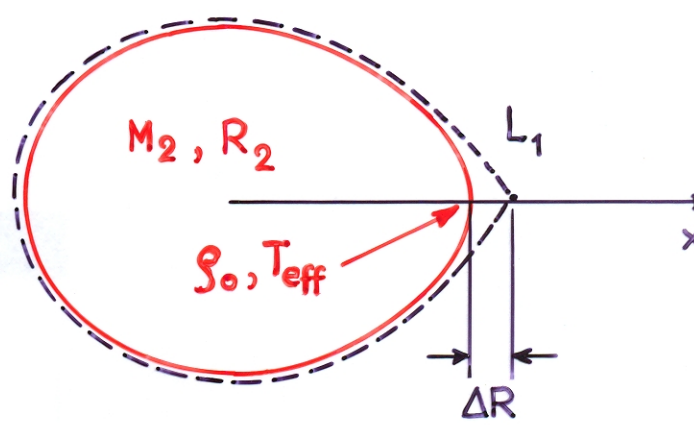
Massentransfer (optisch dünn) über  $L_1$ :

$$\dot{M}_{tr} = \dot{M}_0 \exp\left\{-\left(\frac{\Delta R}{H_x}\right)^2\right\}$$

$$\dot{M}_0 = \frac{2\pi}{\sqrt{e}} \left(\frac{Q T_{eff}}{\mu}\right)^{3/2} \frac{R_2^3}{GM_2} \rho_0 F(q)$$

$$H_x = 2Q T_{eff} \left(-\frac{\partial g_{eff}}{\partial x}\right)^{-1}_{L_1}$$

$$\approx \frac{Q T_{eff} R_2^2}{\mu GM_2} \phi(q)$$



- ▶ Bei Ausbruch:  $\dot{M}_{acc} \uparrow \rightarrow L_{acc} \uparrow \rightarrow F_{irr} \uparrow \rightarrow T_{eff} \uparrow \rightarrow \dot{M}_{tr} \uparrow \rightarrow$  weitere Verstärkung des Massentransfers (mit zeitlicher Verzögerung  $\Delta t \approx \tau_{visc}$ )

▶ 3 Probleme

1.  $L_1$  wird nicht direkt bestrahlt, da immer im Schatten der Scheibe
2. warum endet nicht jeder Ausbruch in einem Standstill ?

Offenbar muss in der Zwergnova-Phase trotz Bestrahlung im Ausbruch  $\dot{M}_{tr} < \dot{M}_{crit}$  sein. Kumulativer Effekt der Bestrahlung über mehrere Ausbrüche erhöht  $\dot{M}_{tr}$  solange, bis ein Standstill möglich ist. ( $\rightarrow$  Schema)

3. Beendigung der Standstill - Phase ?

- ▶ folgender Mechanismus (Meyer & Meyer-Hofmeister 1983) funktioniert nicht:

Im Langzeitmittel ist  $\langle \dot{M}_{tr} \rangle = \frac{M_2}{\zeta_S - \zeta_R} \left\{ \left( \frac{\partial \ln R_2}{\partial t} \right) - 2 \frac{\partial \ln J}{\partial t} \right\}$

Im Standstill :  $\dot{M}_{tr} > \langle \dot{M}_{tr} \rangle \rightarrow \ddot{M}_{tr} < 0 \leftrightarrow \dot{M}_{tr} \downarrow$

Zwergnovaphase:  $\dot{M}_{tr} < \langle \dot{M}_{tr} \rangle \rightarrow \ddot{M}_{tr} > 0 \leftrightarrow \dot{M}_{tr} \uparrow$

(Folge der dyn. Stabilität, d.h.  $\zeta_S - \zeta_R > 0$ )

Vorzeichen des Effekts stimmt, aber die Zeitskala, mit der  $\dot{M}_{tr}$  im Standstill abnimmt ist

$$\tau_{\dot{M}} \approx \frac{H}{R_2} \tau_M (\zeta_S - \zeta_R)^{-1} \approx 10^4 \text{ a},$$

$\uparrow$   $\approx 10^{-4}$      $\uparrow$   $\approx 10^8 \text{ a}$      $\uparrow$   $\approx 1$

d.h. viel zu lang !

► Modell der Strahlungsrückkopplung kann Zeitskala der Standstills nicht erklären.

→ benötigt zusätzliches Element, z.B. Sternfleck der vor  $L_1$  wandert, so dass  $\dot{M}_{tr} \downarrow$

#### b4) Das Sternflecken - Modell

Ausgangspunkt: Der Sekundärstern ist magnetisch aktiv und hat Sternflecken, die nicht exakt gebunden rotieren

→ Sternflecken können vor  $L_1$  durchwandern und so  $\dot{M}_{tr}$  modulieren

→ **Z Cam-Modell mit Sternflecken** (→ Schema)

► Voraussetzung:  $\langle \dot{M}_{tr} \rangle > \dot{M}_{crit}$  → ohne Flecken wären das alles UX UMa - Systeme

Standstill = Phase ohne Fleck bei  $L_1$ , mit hohem  $\dot{M}_{tr}$  ("Normalzustand")

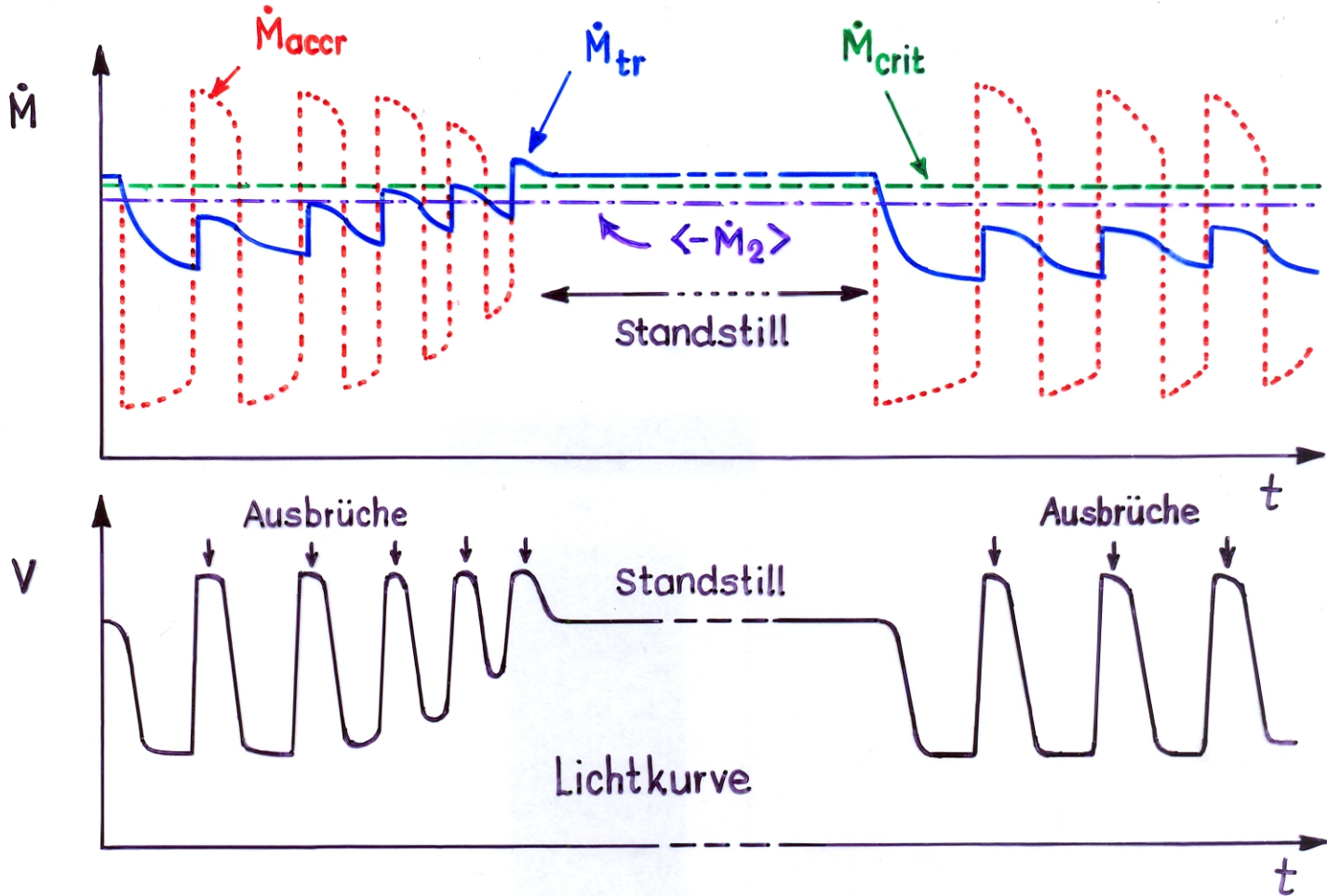
Zwergnovaphase = Phase mit geringem  $\dot{M}_{tr}$ , da Fleck bei  $L_1$

► attraktive Punkte: 1. enthält nicht mehr ad hoc Annahmen als das Modell der Strahlungsrückkopplung  
2. "Ankündigung" des Standstills entsteht durch  $\dot{M}_{tr} \uparrow$  beim Wegwandern des Flecks

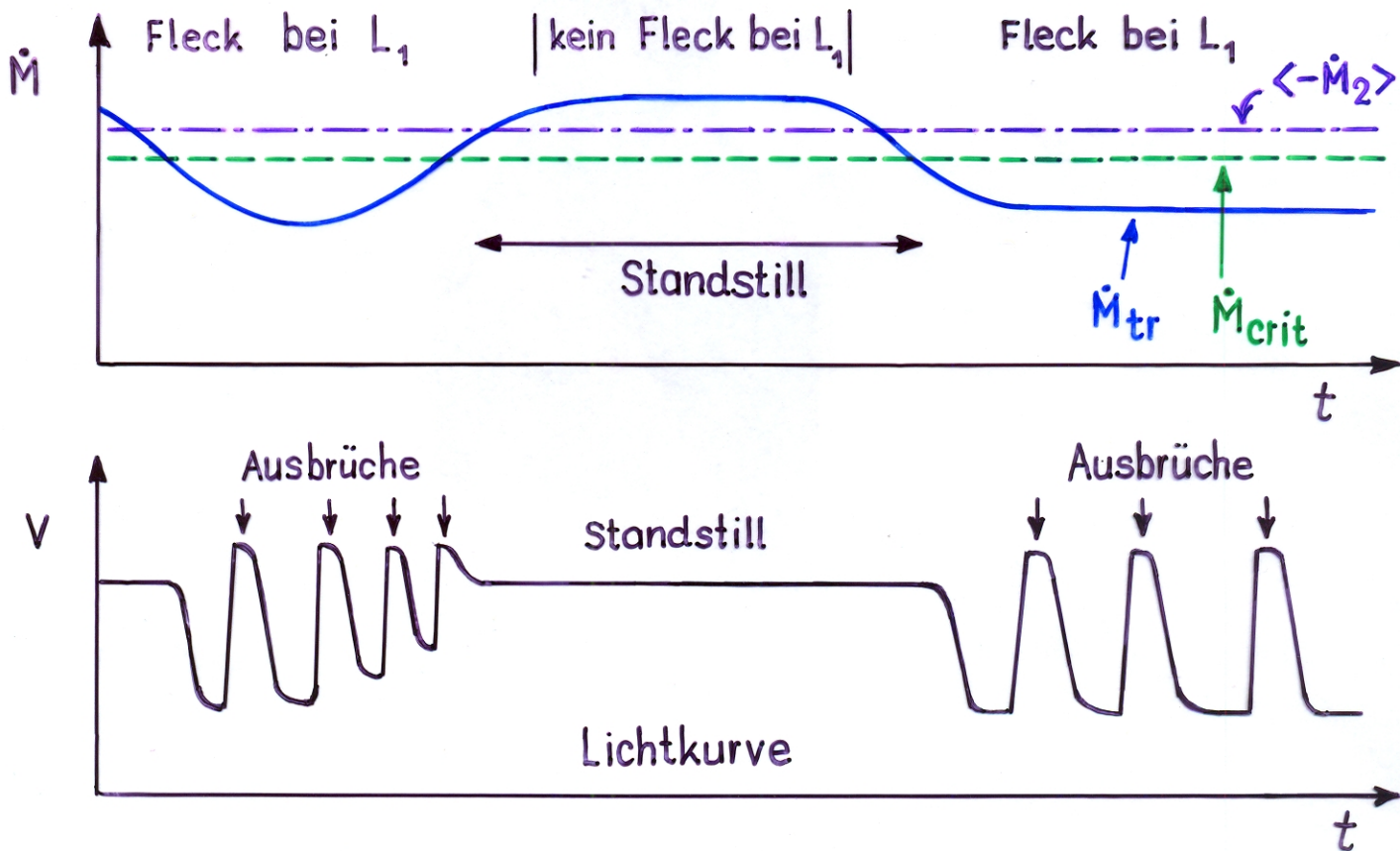
► problematische Punkte: 1. das Modell ist nicht quantitativ  
2. da es lange Zwergnovaphasen gibt, muss ein Fleck über lange Zeit (Jahre) bestehen und bei  $L_1$  bleiben können



Das Z Cam Phänomen: Strahlungsrückkopplung (Schema) 6.63 7/19



Das Z Cam Phänomen: Sternfleck bei  $L_1$  (Schema)

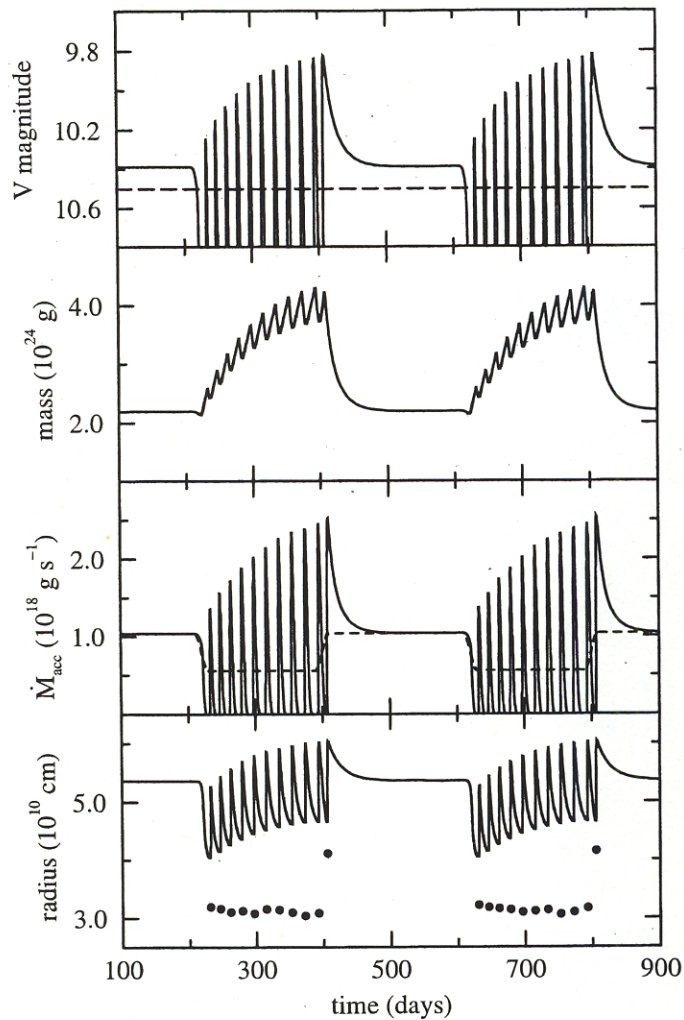




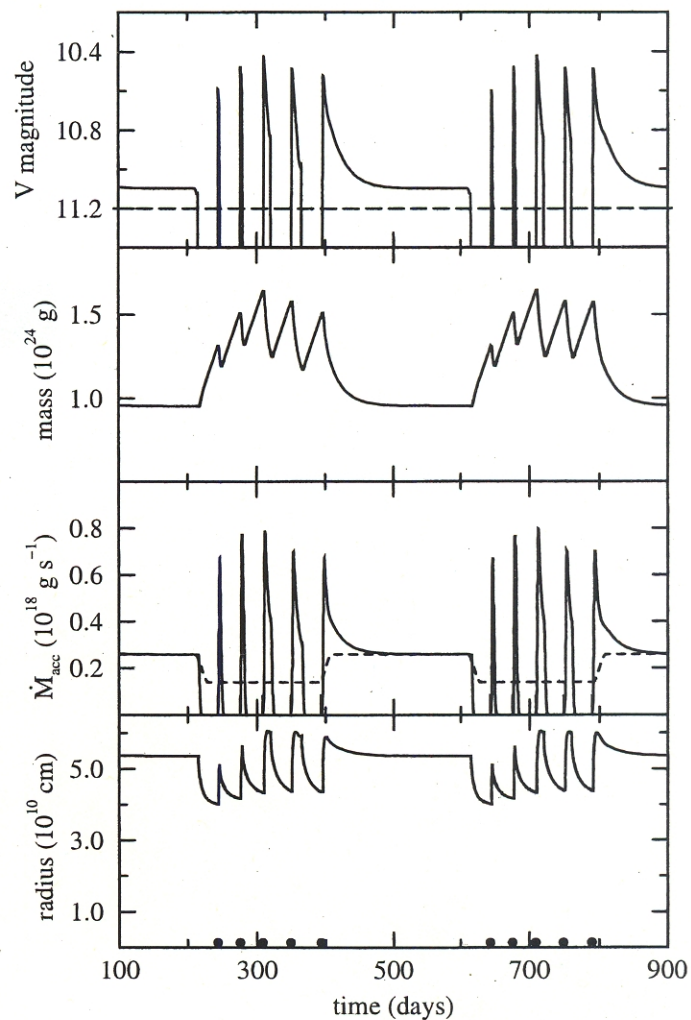
## b5) Modellrechnungen von Buat-Ménard et al. (2001)

- ▶ DIM - Rechnungen mit folgenden **Verbesserungen** und **Annahmen**:
  1. Berücksichtigung der Heizung der Scheibe durch den Stoss des Materiestroms von  $L_1$  mit der Scheibe (stream impact).
  2. Berücksichtigung der Heizung der Scheibe durch das Gezeiten-drehmoment in den äusseren Scheibenteilen.
  3. Variation der Massentransferrate um  $\alpha. \pm 30\%$  um  $\dot{M}_{crit}$ .
  
- ▶ Ergebnisse (→ Figuren)
  - ohne Heizung durch Hot Spot und Gezeiten,  $\exists$  nur "outside-in" Ausbrüche mit von Ausbruch zu Ausbruch zunehmender Maximalhelligkeit (wird nicht beobachtet).
  - mit Heizung durch Hot Spot und Gezeiten: alle Ausbrüche vom Typ "inside-out"; Maximalhelligkeit der Ausbrüche ungefähr gleich.
  - $\exists$  kurze und lange Ausbrüche.
  - ergibt korrekte Helligkeitsdifferenz  $\Delta m \approx 0.7 \text{ mag}$  zwischen maximaler Helligkeit im Ausbruch und Standstill.
  
- ➔ qualitativ gute Übereinstimmung mit Beobachtungen, aber
  
- ▶ Ursache für die Variation der Massentransferrate ist noch wie vor unbekannt!

(Buat-Ménard, V., Hameury, J.M., Lasota, J.P.:2001, A&amp;A, in press)



**Fig. 1.** Results of the standard DIM for the parameters of Z Cam, assuming a modulated mass-transfer rate  $8.0 \times 10^{17} \pm 30\% \text{ g s}^{-1}$ . The upper panel shows the visual magnitude (solid line). The dashed line represents the V magnitude (10.5) of a disc which accretes at exactly the critical value:  $\dot{M}_c = 8.0 \times 10^{17} \text{ g s}^{-1}$ . The second panel from above shows variations of the disc's mass. The third one represents the mass accretion rate onto the white dwarf (solid line), as well as the mass transfer rate from the secondary (dashed line). The bottom panel shows the variations of the outer disc radius. The dots show point where the instability is triggered at the onset of an outburst. All outbursts are of the outside-in type.



**Fig. 2.** Light curve obtained for Z Cam parameters with the DIM including stream impact and tidal torques effects.  $\dot{M}_2 = 2.0 \times 10^{17} \pm 30\% \text{ g s}^{-1}$ . The dashed line shows the standstill magnitude (11.2) for the critical mass transfer rate  $\dot{M}_c = 2.4 \times 10^{17} \text{ g s}^{-1}$ .



## 4. SU UMa - Sterne — Superausbrüche und Superhumps

Literatur: → Liste

a) Beobachtungen (für Übersicht → Warner (1995))

▶ SU UMa - Sterne : ∃ 2 wesentliche Merkmale :

- Superausbrüche , und
- Superhumps während der Superausbrüche

a1) Die Superausbrüche

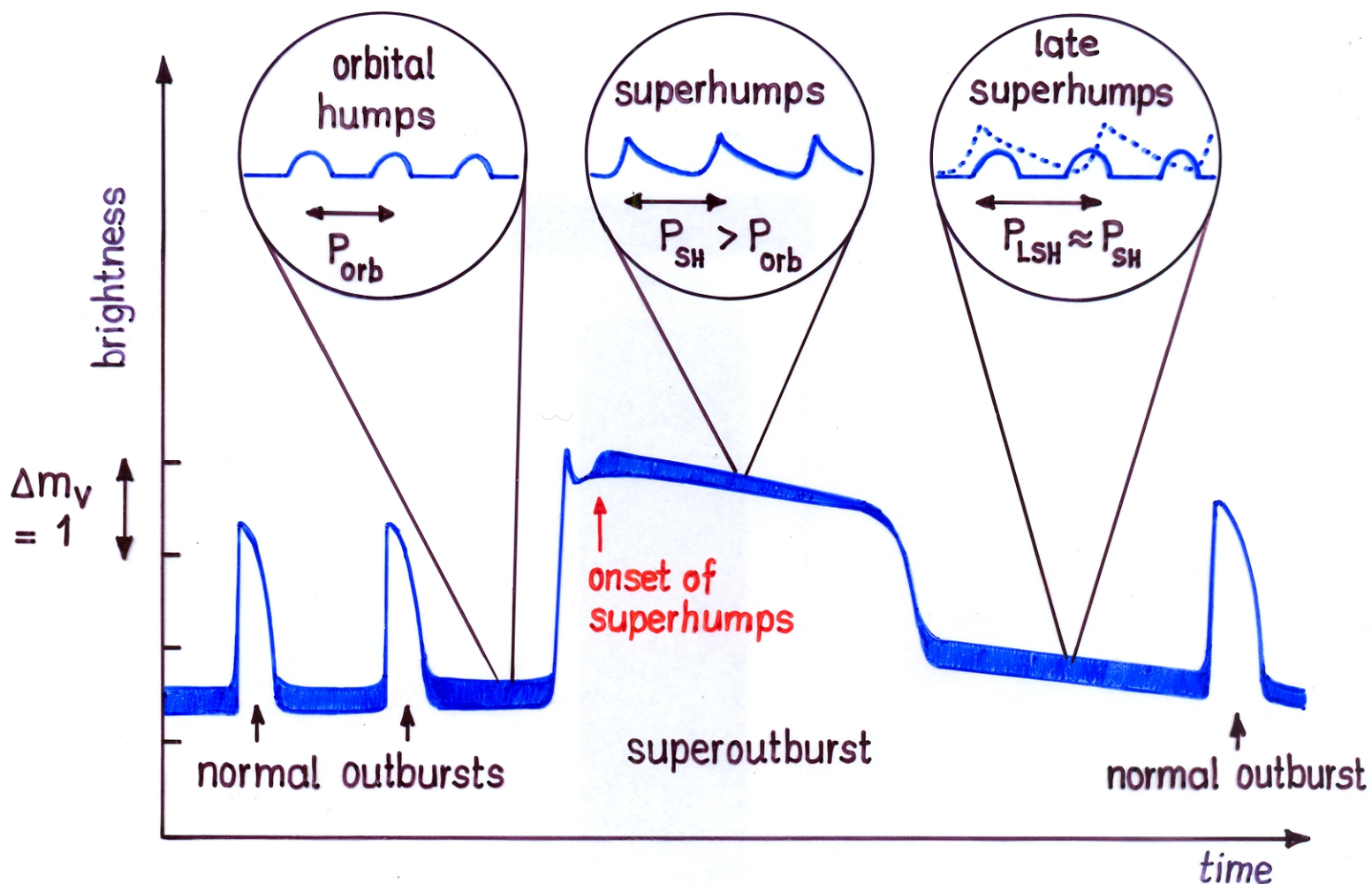
▶ neben den normalen Zwergnova - Ausbrüchen, ∃ in SU UMa - Sternen sog. Superausbrüche. (→ Schema einer Langzeitlichtkurve sowie die beobachtete Langzeitlichtkurve von VW Hyi)

Die wichtigsten Eigenschaften der Superausbrüche (Supermaxima):

1. kommen nur in SU UMa - Sternen vor (definierende Eigenschaft), also nur in Systemen mit  $P_{\text{orb}} \lesssim 2^{\text{h}}8$ . d.h. praktisch nur unterhalb der Periodenlücke; Ausnahme: TU Men,  $P_{\text{orb}} \approx 2.8^{\text{h}}$ .
2. erfolgen in quasiperiodischen Abständen, mit einer für Zwergnovae ungewöhnlichen Regelmässigkeit.
3. sind um ca. 1mag heller als normale Ausbrüche.
4. dauern mit typisch 2 Wochen wesentlich länger als normale Ausbr.
5. ein bis wenige Tage nach Beginn eines Superausbruchs treten die sog. Superhumps auf (zweites definierendes Merkmal der Klasse).
6. der Anstieg zu einem Superausbruch ist von dem zu einem normalen Ausbruch nicht zu unterscheiden.
7. ∃ Indizien dafür, dass ein Superausbruch durch einen unmittelbar vorausgehenden normalen Ausbruch ausgelöst wird. (→ Lichtkurve von VW Hyi)
8. ...
9. ...



## Schematic light curve of an SU UMa star (after Vogt 1982)



orbital hump: periodic photometric modulation,  $P = P_{orb}$ , amplitude depends on the system's orbital inclination; origin: variable aspect of hot spot.

superhump: periodic photometric modulation,  $P = P_{SH} > P_{orb}$ , amplitude  $\Delta m \approx 0.3-0.4$  mag, decreasing during outburst, but largely independent of inclination,  $dP_{SH}/dt < 0$

late superhumps: as superhumps,  $P_{LSH} \approx P_{SH}$ , but phase of the late superhumps is shifted by  $\sim 180^\circ$  with respect to the superhump phase predicted.



## a.2) Die Superhumps (SHs)

Photometrische Eigenschaften ( $\rightarrow$  Lichtkurven von VW Hyi, Z Cha, OY Car)

1. SHs erscheinen erst ein bis mehrere Tage nach Erreichen eines Superausbruchs.
2. SHs beginnen mit einem ausgeprägten Helligkeitsprofil, Amplitude  $\Delta m_{SH} \approx 0.3-0.4$  mag, Breite  $\Delta \phi_{SH} \approx 0.5$  (Bsp.  $\rightarrow$  VW Hyi, OY Car)
3. SHs erscheinen unabhängig von der Bahnneigung  $i$ . Die Amplitude ist weitgehend unabhängig von  $i$ .

4. SHs sind periodisch mit einer Periode  $P_{SH}$ , die um einige % länger ist, als die Bahnperiode  $P_{orb}$ :  $\epsilon = (P_{SH} - P_{orb}) / P_{orb} \approx$  einige  $10^{-2}$ .

$\rightarrow$  über die Bahnphase aufgetragen "wandern" die SHs durch die Lichtkurve ( $\rightarrow$  Bsp.: OY Car und Z Cha)

$P_{SH}$  ist stark mit  $P_{orb}$  korreliert. ( $\rightarrow$  Figur) Näherungsweise ist

$$\epsilon = \frac{P_{SH} - P_{orb}}{P_{orb}} \approx 0.84 P_{SH} (d) - 0.033 \quad (\text{Stolz, B., Schoembs, R.: 1984, A\&A 132, 187})$$

Im Verlaufe eines Ausbruchs nimmt  $P_{SH}$  leicht ab.

5. Das Helligkeitsprofil der SHs ist nicht mit der Schwebungsperiode  $P_B = (P_{orb}^{-1} - P_{SH}^{-1})^{-1} \approx$  einige Tage moduliert.
6. Bedeckungen zeigen: der wesentliche Teil des SH-Lichts stammt von der Scheibe (oder vom WZ). Bedeckungen (bei  $\phi_{orb} = 0$ ) zum Zeitpunkt  $\phi_{SH} = 0$  ( $\hat{=}$  SH-Maximum) sind deutlich weniger tief als bei  $\phi_{SH} \neq 0$ .  
 $\rightarrow$  Die SH-Lichtquelle wird nicht total bedeckt!
7. Substrukturen des SH-Helligkeitsprofils bleiben über lange Zeit erhalten.
8. Bedeckungen während eines Normalausbruchs sind symmetrisch, während eines Superausbruchs jedoch asymmetrisch und der Zeitpunkt der Bedeckungsmittle erfolgt verspätet.  
 $\rightarrow$  Scheibe und ihre Helligkeitsverteilung sind nicht axialsymmetrisch!



9. Gegen Ende eines Superausbruchs erscheinen die SHs (mit geringer Amplitude) plötzlich um  $180^\circ$  phasenverschoben : sog. späte SHs.

### Spektroskopische Eigenschaften

Im Minimum zeigen Systeme hoher Inklination (wie OY Car und Z Cha) in den Emissionslinien der höheren Balmerlinien eine scharfe zentrale Absorptionslinie, deren  $\gamma$ -Geschwindigkeit derjenigen der Emissionslinien entspricht :  $\gamma_{em} = \gamma_{abs}$ , wobei

$$\text{Radialgeschwindigkeit } RV(t) = \gamma + K \sin(\omega t + \varphi).$$

Während eines Superausbruchs sind die scharfen Absorptionslinien zwar immer noch vorhanden, zeigen aber folgende merkwürdige Eigenschaften:

10. Die Linienstärke ( $W_\lambda$ ) ist abhängig von  $\phi_s$ . Die Linien sind besonders stark bei  $\phi_{SH} = 0$ . Sie fehlen während der Bedeckungen ( $\phi_{orb} = \phi_{SH} = 0$ ).
11. Die  $\gamma$ -Geschwindigkeit der Absorptionslinien sind mit der Schwebungsperiode  $P_B = (P_{orb}^{-1} - P_{SH}^{-1})^{-1} \approx$  einige Tage moduliert. Dagegen ist  $\gamma_{em} = const.$

Interpretation: (Vogt, N. 1982, Ap.J. 252, 653; Hessman, F.V., et al. 1992, A&A 263, 147)

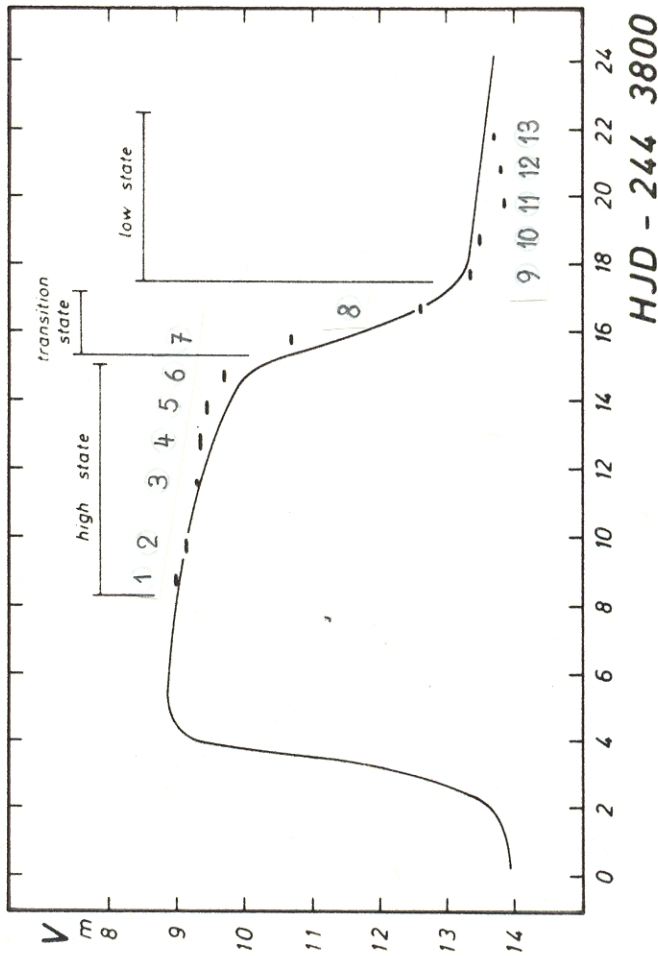
Während eines Superausbruchs ist die Scheibe exzentrisch und präzediert retrograd im mitrotierenden System.

### a3) Weitere Besonderheiten

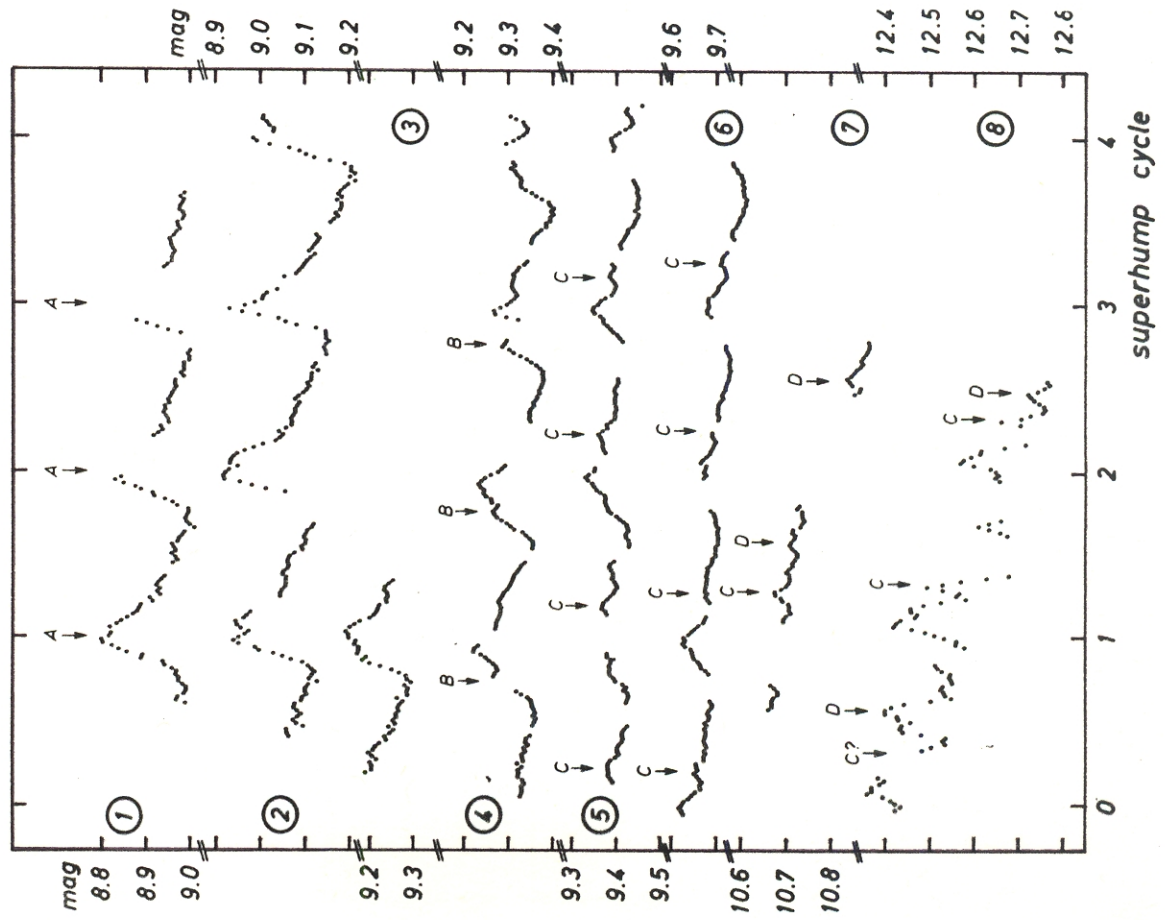
1. Sowohl beim Anstieg zu einem Normalausbruch als auch zu einem Superausbruch bleibt der Hot Spot etwa gleich hell.
2. Während normaler Ausbrüche, die lange vor dem nächsten Superausbruch stattfinden, ist der Hot Spot immer etwa gleich hell. Während normaler Ausbrüche, die kurz vor einem Superausbruch stattfinden, ist der Hot Spot heller (genauer: die Amplitude des orbital humps ist grösser).



aus: Schoembs, R., Vogt, N.: 1980, Astron. Astrophys.  
91, 25



**Fig. 1.** General light curve of VW Hyi during the October 1978 supermaximum. The solid line is a smoothed fit through the visual RASNZ observations (Bateson, private communication). The bars indicate approximate length and mean magnitude of our photoelectric observing runs. The run numbers (cf. Table 1) are also given. The indicated three states of VW Hyi correspond to the definition in Sect. 4.1



**Fig. 2a.** Light curve of VW Hyi during the high and the transition state (run 1-8). Each dot corresponds to the mean magnitude over a 120 s time interval. The time scale is given in units of the superhump period  $0^d07662$  (cf. elements  $\ell$  of for system A in Table 4: superhump cycle 0 in this figure corresponds to cycles -1, 13, 39, 52, 66, 78, 92, and 105 for run 1-8 respectively). The superhump ("system A") dominates during high state. Beginning with run 4 periodic secondary structures appear which are marked with arrows and identified by letters B, C, D. They repeat also with the superhump period

Photometrie von Z Cha im Superausbruch

aus: Warner, B.:1985, in: Interacting Binaries, P.P. Eggleton and J.E. Pringle (eds.), D. Reidel Publ. Co., Dordrecht, p.367 (siehe auch: Warner, B., O'Donoghue, D.: 1988, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 233, 705)

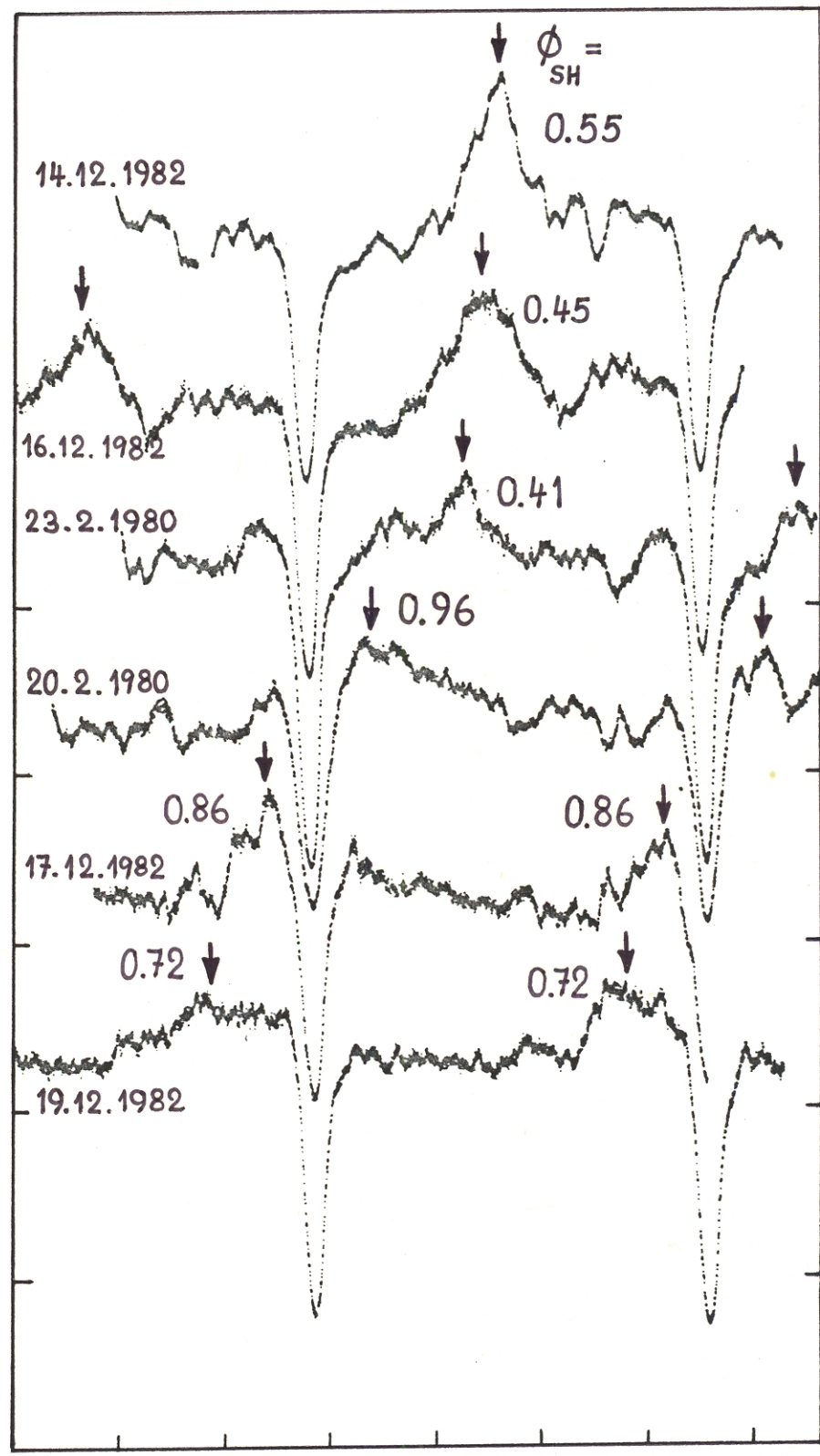
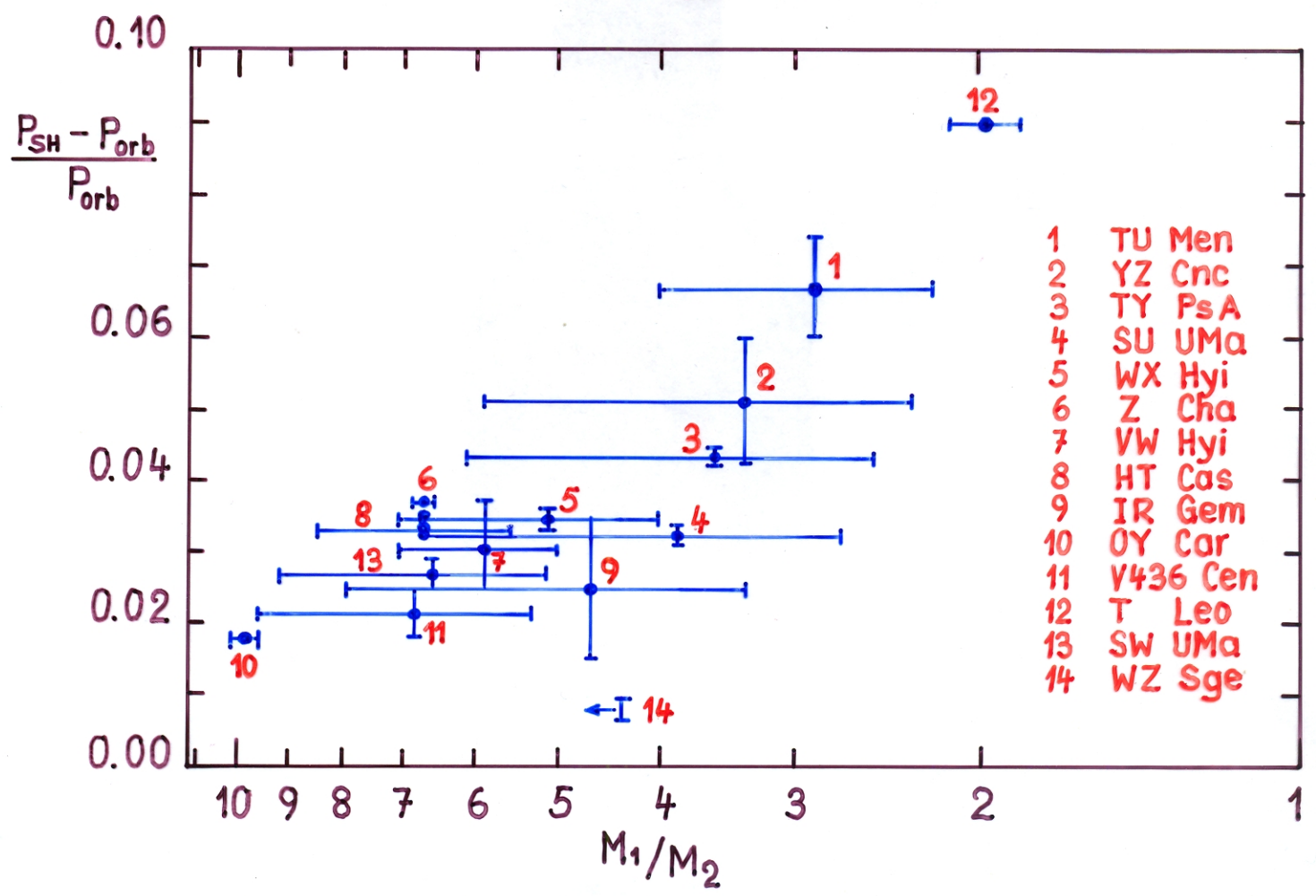
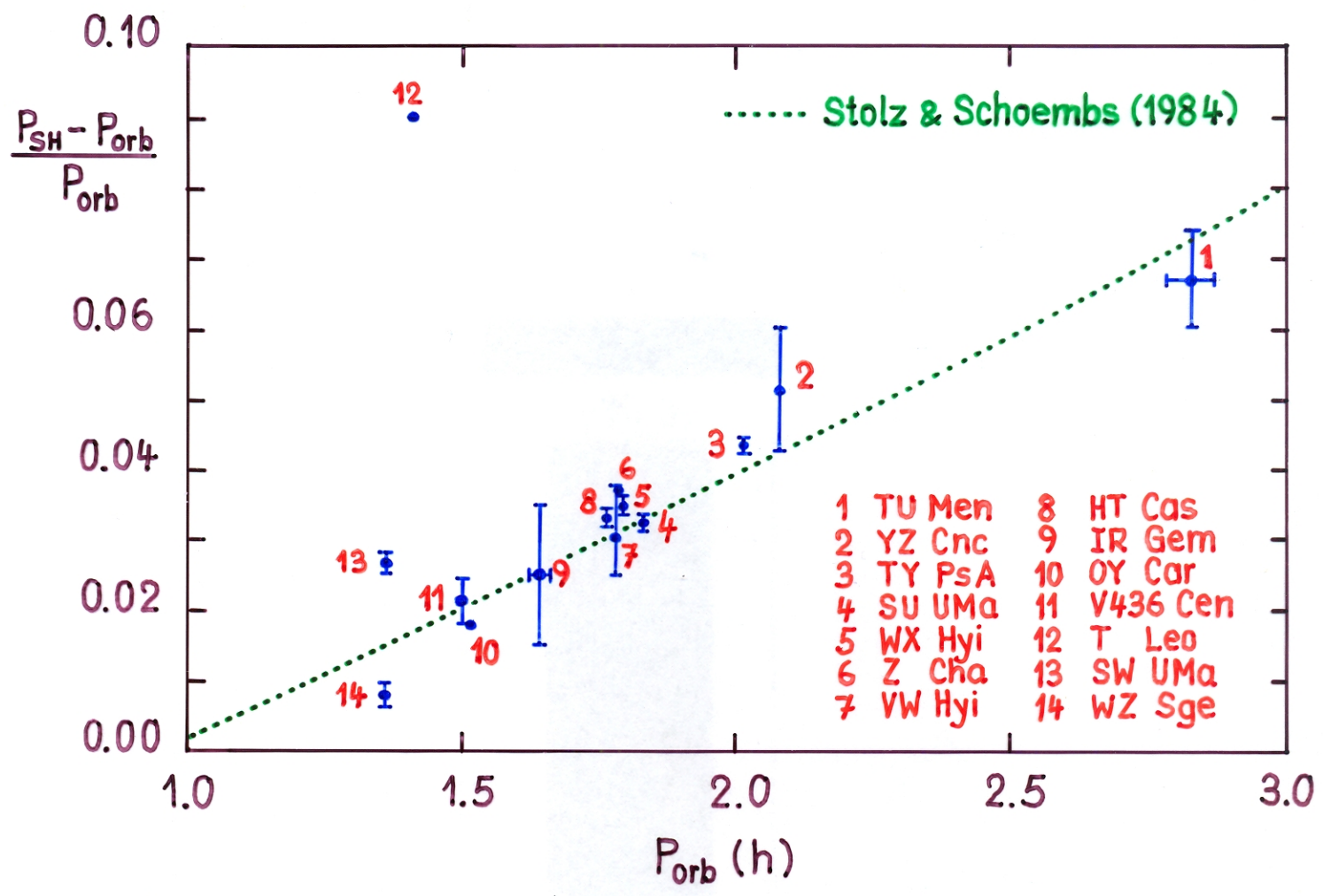


Figure 2. Superhumps in Z Cha. All light curves have been normalised to approximately the same height in regions free of eclipse or superhump. Ordinate carets are zero intensities for the various light curves. Abscissa carets mark intervals of  $0^{d}.0200$ .

Observed superhump periods of SU UMa stars as a function of orbital period  $P_{orb}$  and mass ratio  $M_1/M_2$





## b) Scheibentheorie: der Gezeitenradius, die 3:1-Resonanz

- ▶ numerische Rechnungen (Whitehurst 1988, 1994; Hirose & Osaki 1990) zeigen:

Wenn  $M_1/M_2 \gtrsim 3-4 \rightarrow$  Scheibe wird exzentrisch und präzediert retrograd im mitrotierenden System mit einer Periode  $P_{PR} \sim$  Tage

$\rightarrow$  photometrische Variation mit  $P_{phot} = (P_{orb}^{-1} - P_{PR}^{-1})^{-1} \gtrsim P_{orb}$ .

Erklärung für die Superhumps! ? Wenn ja, warum nur, wenn  $M_1/M_2 > 3 \dots 4$ ? Mechanismus?

- ▶ aus numerischen Rechnungen: Umlaufszeit der Teilchen am Aussenrand der Scheibe ist  $P \approx 1/3 P_{orb}$ .
- ▶ Verdacht: sog. 3:1-Resonanz ist massgebend

### b1) Der Gezeitenradius $R_T$

Betrachten Drehimpulsbilanz für eine stationäre Scheibe:

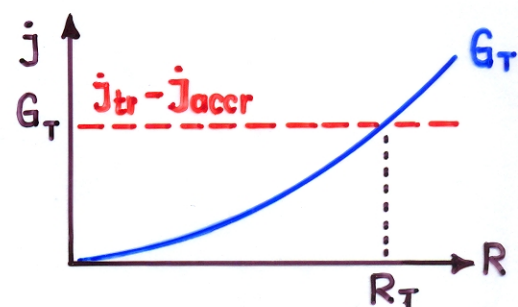
Drehimpulseinstrom:  $\dot{J}_{tr} = \dot{M}_{tr} j_{tr} = \dot{M}_{tr} (GM_1 R_{circ})^{1/2} \approx \dot{M}_{tr} \cdot j_{L_1, M_1}$

Drehimpulsverlust bei  $R_*$ :  $\dot{J}_{accr} = -\dot{M}_{tr} (GM_1 R_*)^{1/2}$

Verlust durch Gezeiten:  $\dot{J}_T = -G_T(R)$

$\Sigma \dot{J} = 0 = \dot{M}_{tr} (GM_1 R_{circ})^{1/2} - \dot{M}_{tr} (GM_1 R_*)^{1/2} - G_T(R_T)$  : Def. für  $R_T$

- ▶  $G_T(R)$ : mit  $R$  stark wachsende Funktion, bestimmt, wie gross  $R_T$  wird.



- ▶ Ergebnis numerischer Rechnungen

$$\underline{R_T \approx 0.9 R_{1,R}}$$

(Paczynski, B. 1977, Ap.J. 216, 822 ;

Papaloizou, J., Pringle, J.E. 1977, MNRAS 181, 441)

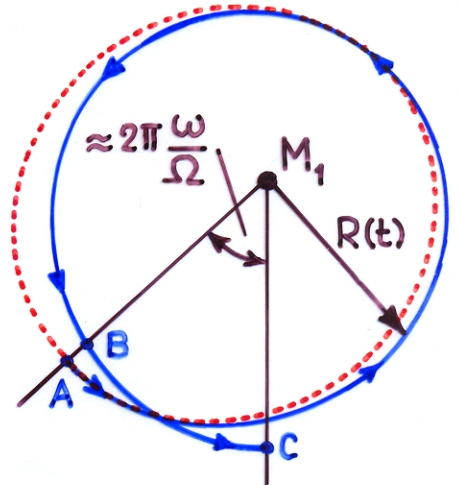
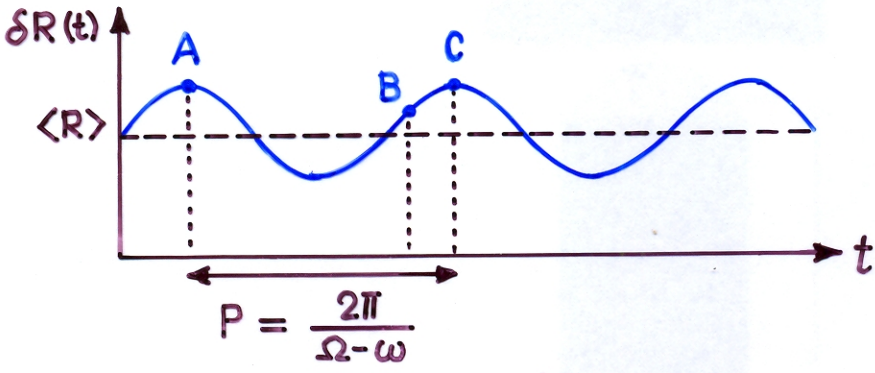
- ▶  $R_{disk} < R_T$  : Scheibe akkumuliert Drehimpuls (pro Masseneinheit)
- ▶  $R_{disk} > R_T$  : " verliert " " "

b2) Die 3:1-Resonanz

folgen hier Whitehurst & King (1991, MNRAS 249, 25)

- ▶ Teilchenbahnen in den äusseren Bereichen der Scheibe sind
  - nicht kreisförmig
  - nicht geschlossen
 } wegen Abweichungen von  $\frac{1}{r}$ -Potential

→ radiale Oszillation der Teilchen um mittlere Kreisbahn  
 $\delta R(t) = R(t) - \langle R(t) \rangle$  : periodische Funktion der Zeit



$$\Omega \approx \Omega_K(\langle R \rangle) = \left( \frac{GM_1}{\langle R \rangle^3} \right)^{1/2}$$

$\omega$  = Präzessionsfrequenz  
 $\Omega_e = \Omega - \omega$  : sog. Epizykelfrequenz

$$\delta R(t) = \delta R_0 \cos(\Omega_e t + \varphi)$$

▶ Resonanz mit Bahnbewegung des Sekundärsterns, wenn dessen synodische Umlaufszeit

$$P_{syn} = \frac{2\pi}{\Omega_{syn}}, \quad \Omega_{syn} = \Omega - \Omega_{orb}$$

mit der Epizykelperiode  $P_e = 2\pi / \Omega_e$  komensurabel ist, d.h. wenn

$$\underline{k(\Omega - \omega) = j(\Omega - \Omega_{orb})}, \quad j, k > 0, \text{ ganz}$$

→ Resonanzfrequenz  $\underline{\Omega_{jk} = \frac{j\Omega_{orb} - k\omega}{j-k} \approx \Omega_{orb} \frac{j}{j-k}}$  wenn  $\omega \ll \Omega_{orb}$

▶ Stärke der Resonanz : Wachstumsrate von  $\delta R$  ist  $\sim e^k$ , wobei  $e \ll 1$  die Exzentrizität der Bahn ist.

→ Resonanz ist umso stärker, je kleiner k ist.



► Welche Resonanzen ?

$$k = 1 : \Omega_{j1} \approx \frac{j}{j-1} \Omega_{\text{orb}} \rightarrow \Omega_{\text{orb}} < \Omega_{j1} \lesssim 2 \Omega_{\text{orb}}$$

$$k = 2 : \Omega_{j2} \approx \frac{j}{j-2} \Omega_{\text{orb}} \rightarrow \Omega_{\text{orb}} < \Omega_{j2} \lesssim 3 \Omega_{\text{orb}}$$

$$k = 1, j = 2 : \Omega_{21} \approx 2 \Omega_{\text{orb}} \leftrightarrow \text{sog. 2:1-Resonanz}$$

$$k = 2, j = 3 : \Omega_{32} \approx 3 \Omega_{\text{orb}} \leftrightarrow \text{sog. 3:1-Resonanz}$$

alle anderen  $(k, j)$  sind hier nicht wichtig !

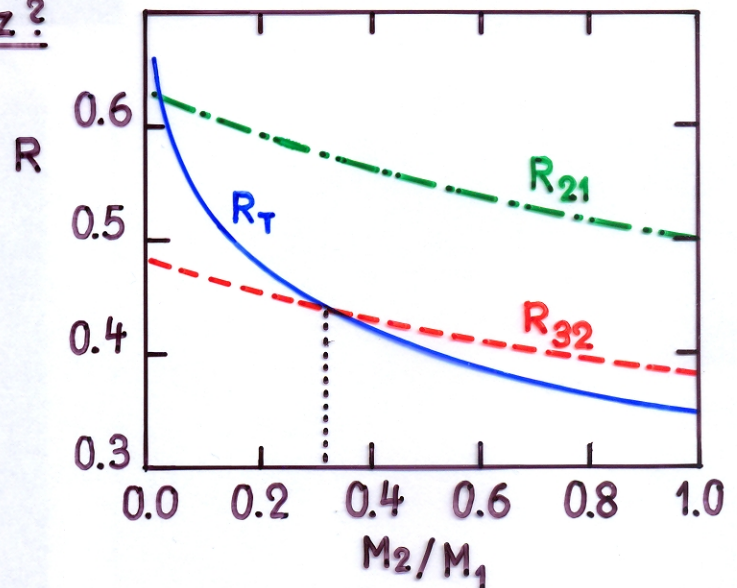
► Wo in der Scheibe ist die Resonanz ?

$$R_{jk} \approx \left( \frac{GM_1}{\Omega_{jk}^2} \right)^{1/3} \approx \left( \frac{j-k}{j} \right)^{2/3} \left( \frac{M_1}{M_1+M_2} \right)^{1/3}$$

► Nebenbedingung :  $R_{jk} < R_T$

→  $\exists$  3:1-Resonanz nur für  $M_1/M_2 \gtrsim 3 \dots 4$

$\exists$  2:1-Resonanz nur für  $M_1/M_2 \gtrsim 40$



► Fazit: stärkste Resonanz, die in normalen CVs auftreten kann ist die 3:1-Resonanz, und nur dann wenn  $M_1/M_2 \gtrsim 3 \dots 4$

► Man kann zeigen (Lubow, S.H. 1991, MNRAS 381, 259; MNRAS 381, 268)

axialsymmetrische Scheibe  
mit 3:1-Resonanz



exzentrische (elliptische)  
präzedierende Scheibe  
Präzession im mitrotierenden  
System ist retrograd (→ numerische  
Simulationen)

c) Deutung der Superhumps

Superhumps: periodische Modulation der Helligkeit verursacht durch eine retrograd präzedierende, exzentrische Scheibe.

► Dieses Modell erklärt qualitativ (und quantitativ) viele der beobachteten Eigenschaften der Superausbrüche und der Superhumps.



Die wichtigsten Voraussagen:

1.) Forderung  $M_1/M_2 > 3 \dots 4$  und Tatsache, dass  $\langle M_1 \rangle \approx 0.6 M_\odot$

→  $\exists$  SHs nur, wenn  $M_2 \lesssim 0.2 M_\odot$  → praktisch nur unterhalb der Periodenlücke. Aber mit  $M_1 \lesssim 1.4 M_\odot$  sind SHs auch noch in Systemen mit  $0.2 M_\odot < M_2 \lesssim 0.45 M_\odot$  möglich, d.h. auch oberhalb der Lücke.

2.) Präzessionsfrequenz  $\omega$  ist umso grösser, je stärker die Störung durch den Sekundärstern (Gezeitenpotential) ist.

→  $\omega$  und die Präzessionsperiode der Scheibe hängen von  $M_1/M_2$  ab, und zwar so, dass  $P_{SH} - P_{orb}$  monoton mit  $M_1/M_2$  wächst. (→ Beobachtungen)

$\exists$  Bestätigung durch numerische Rechnungen (Hirose & Osaki 1990; Whitehurst 1988, 1994). Simulationen von Whitehurst (1994) ergeben gute Übereinstimmung mit Beobachtungen (→ Figur)

Aufgrund der säkularen Entwicklung  $\exists$  Korrelation zwischen  $P_{orb}$  und  $M_1/M_2$ . →  $\exists$  Korrelation zwischen  $P_{SH}$  und  $P_{orb}$ .

3.) Die Wachstumsrate der 3:1-Resonanz ist  $\sim \left(\frac{M_2}{M_1}\right)^2 P_{orb}^{-1}$  (Lubow 1991a,b).

→ je grösser  $M_1/M_2$ , desto länger dauert es, bis sichtbare SHs auftreten.

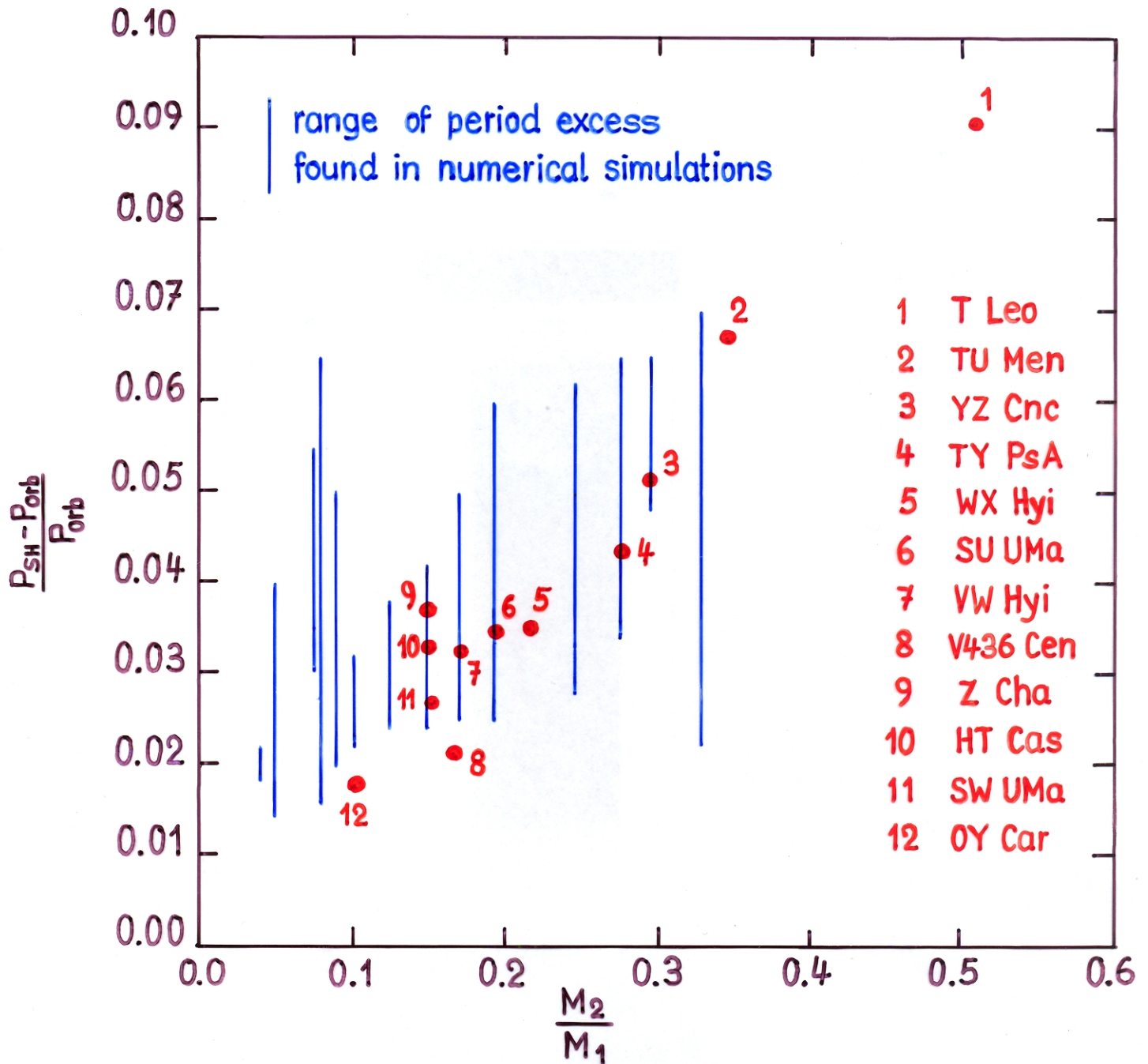
→ Erklärung dafür, dass SHs nicht sofort nach Beginn eines Superausbruchs auftreten, sondern mit einer Verzögerung, die umso länger ist, je grösser  $M_1/M_2$  ist.

4.) Die variable  $\gamma$ -Geschwindigkeit während eines Superausbruchs (Vogt 1982) kann zwanglos erklärt werden (Hirose & Osaki 1990).



# Eccentric-mode excitation of accretion discs

(Whitehurst, R.: 1994, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 266, 35)



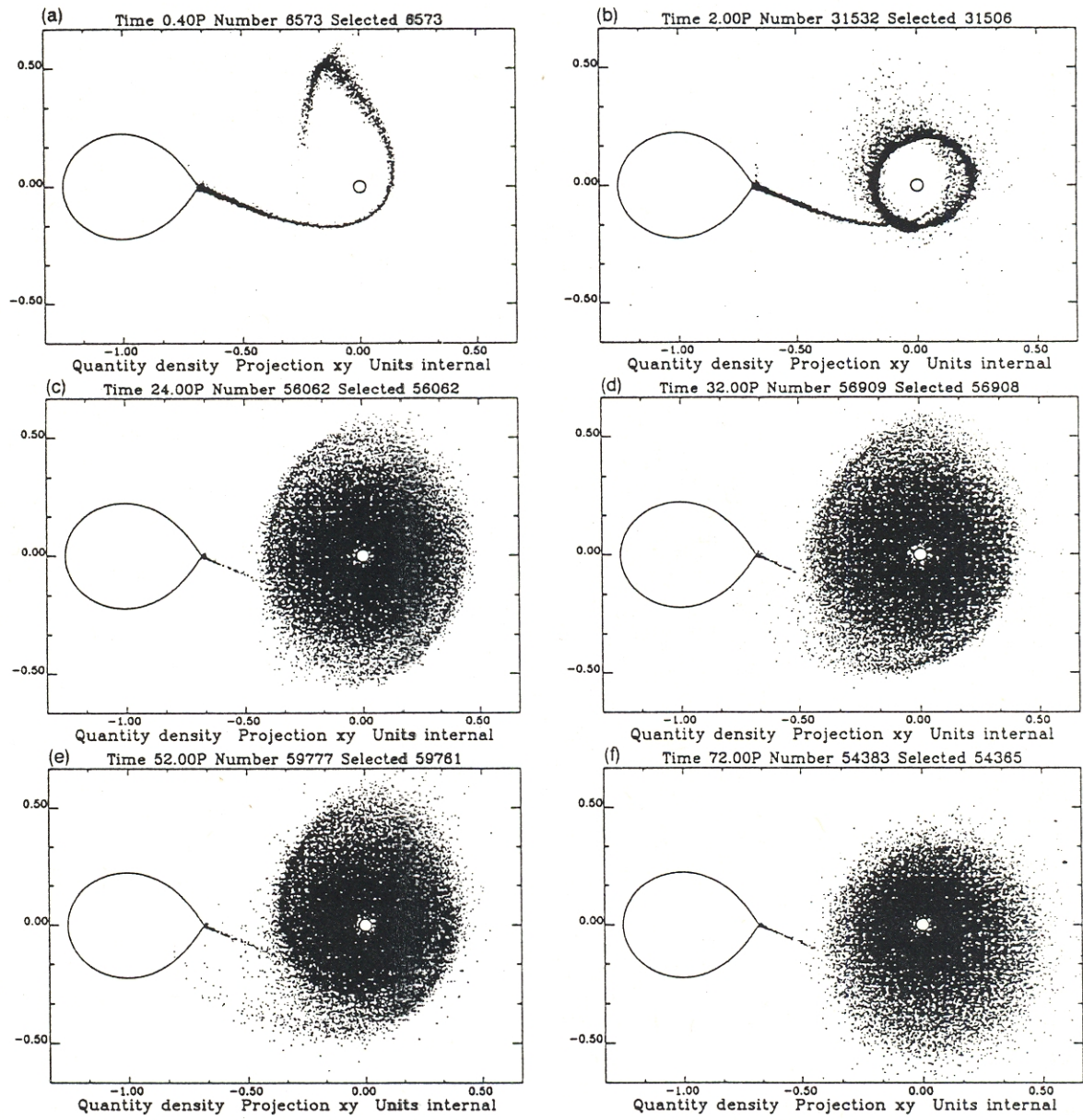


Figure 2. Results of a disc evolution simulation for  $q=0.15$ . The points show the guiding centres (particles) of the Lagrangian cells used to model the gas dynamics projected on to the orbital plane of the system. The secondary is centred at  $(-1,0)$ , the primary at the origin. The system has a steady mass-transfer rate of 2000 cells per orbital period after an initial 2-orbital-period burst of 20 000 cells per period. A steady disc of approximately 60 000 cells forms which rapidly transforms into an eccentric disc.

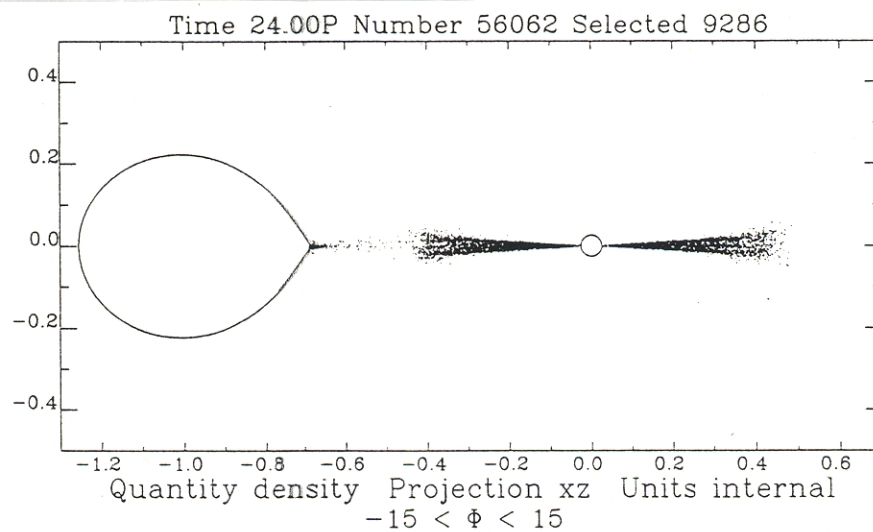
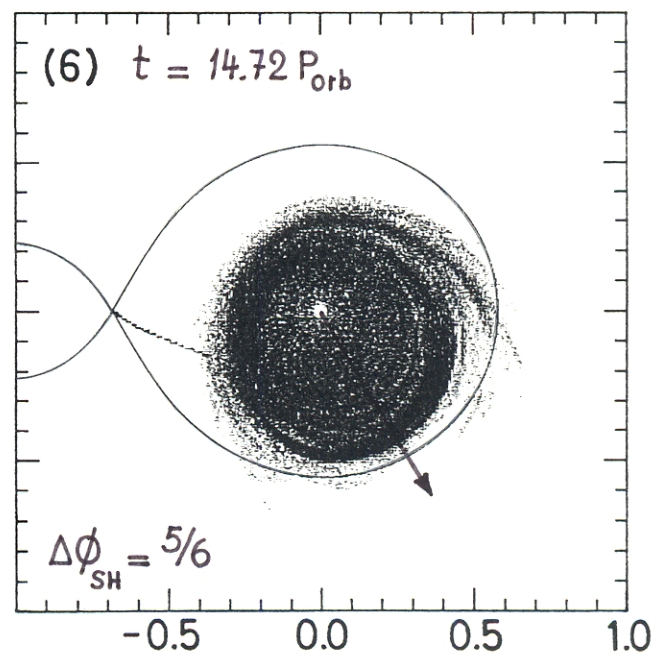
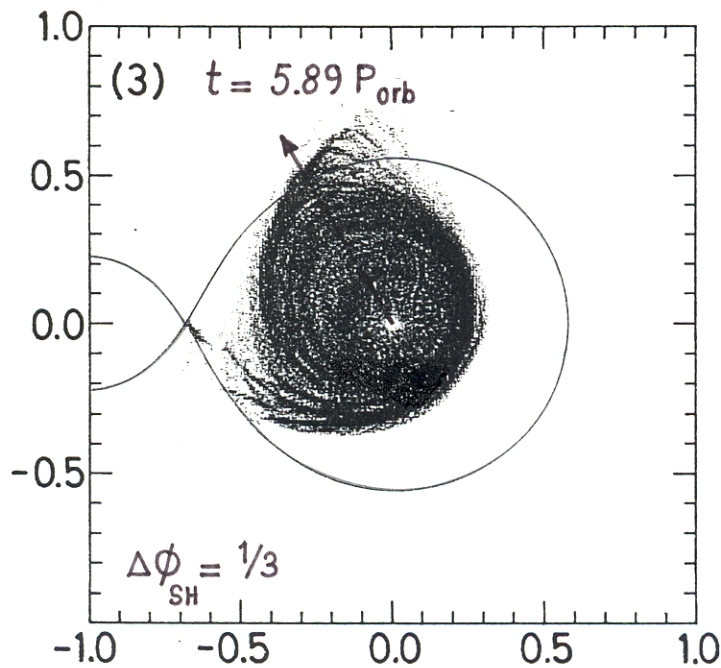
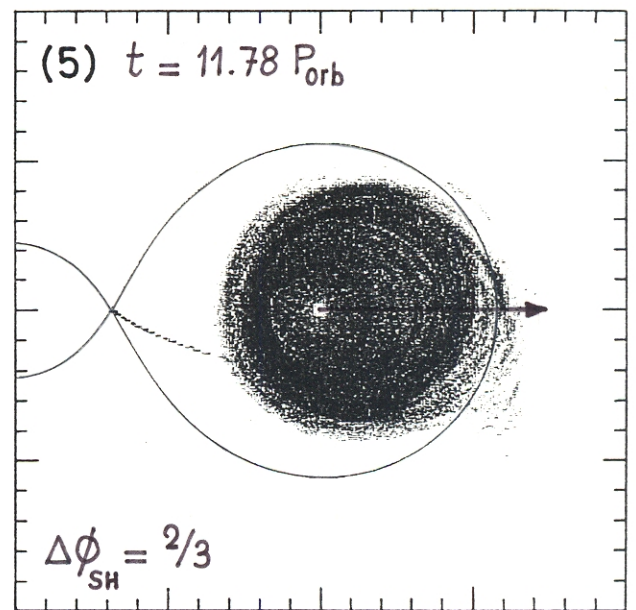
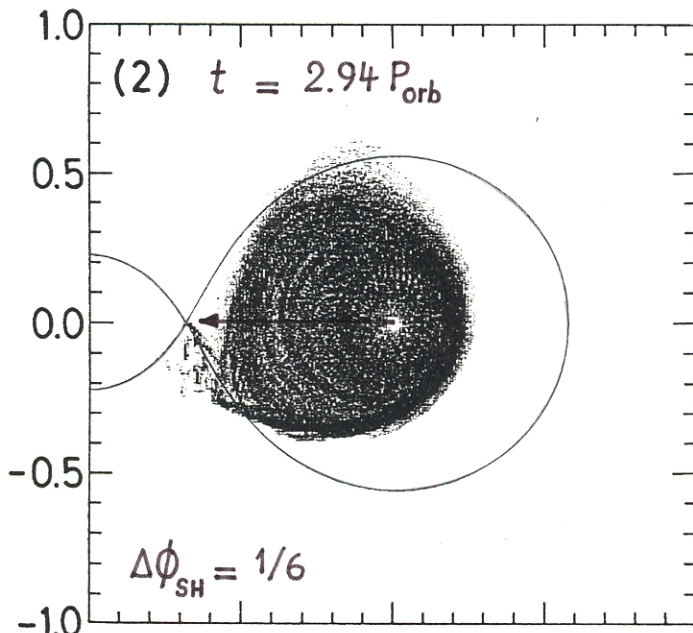
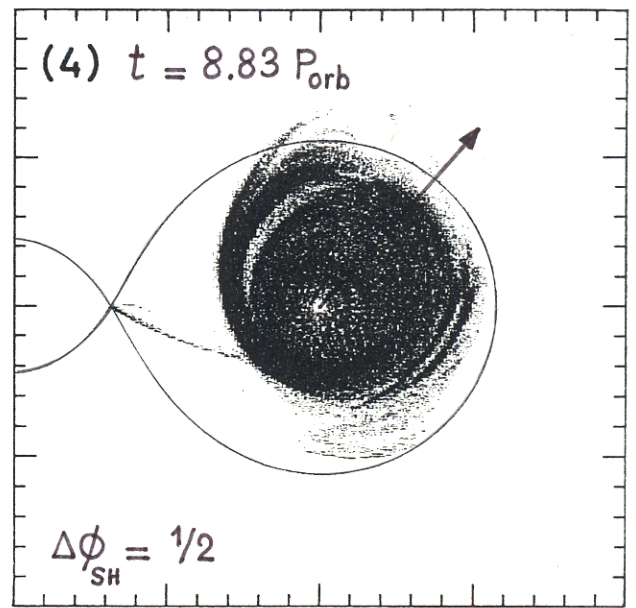
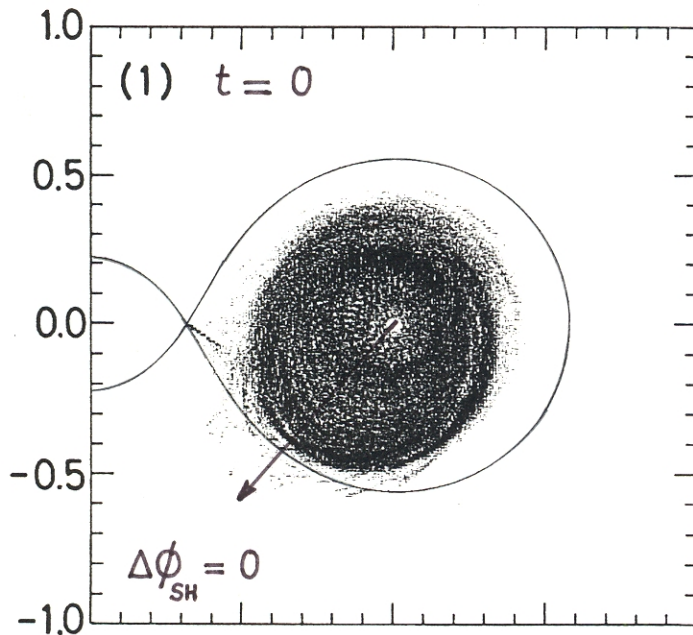


Figure 3. The same disc as in Fig. 2(c) but as a cross-section projected into the vertical  $xz$ -plane. Only cells within  $15^\circ$  of the  $x$ -axis are included.



Rechnungen von Hirose & Osaki (1990). Aus: Meyer-Hofmeister, E., Ritter, H.: 1993, in: The Realm of Interacting Binary Stars, J. Sahade, G.E. McCluskey, Jr., & Y. Kondo (eds.), Kluwer Academic Publ., p. 143





## d) Superausbrüche

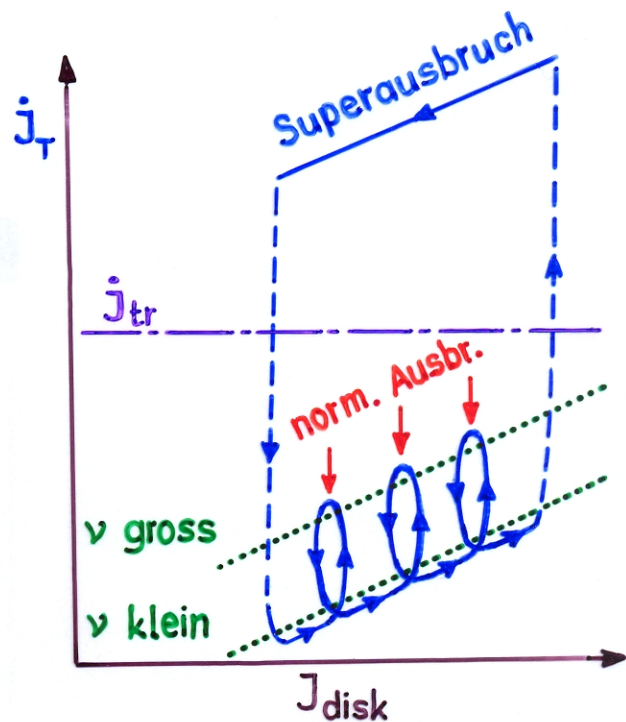
### d1) Das Superzyklus - Modell von Osaki (1989, PASJ 41, 1005)

postuliert, dass das SU UMa-Phänomen die Folge eines Grenzyklus in den Parametern

$J_{\text{disk}}$  = Drehimpuls der Scheibe  
und

$\dot{J}_T$  = Drehimpulsverlustrate durch die Gezeiten ist ( $\rightarrow$  Schema)

- ▶ Superzyklus = Grenzyklus besteht aus
  - N Ausbrüchen, davon
  - N-1 normale Ausbrüche und
  - 1 Superausbruch.



### Wie funktioniert der Zyklus ?

- ▶ wichtig : in SU UMa-Systemen ist  $R_T > R_{32}$
  - ▶ Postulat: im Ruhezustand und während der normalen Ausbrüche ist  $R_{\text{disk}} < R_{32} < R_T$ .
    - ↪ Drehimpulsverlustrate der Scheibe  $|\dot{J}_T| < \dot{J}_{\text{tr}}$
    - ↪ Scheibe akkumuliert Drehimpuls ↪  $\dot{R}_{\text{disk}} > 0$
  - ▶ über einen normalen Ausbruch verliert die Scheibe weniger Masse als in der vorangegangenen Ruhephase einströmte. ↪  $\dot{M}_{\text{disk}} > 0$ .
    - ↪  $\dot{J}_{\text{disk}} = \dot{J}_{\text{disk}} / M_{\text{disk}}$  wächst relativ langsam, so auch  $R_{\text{disk}}$ .
  - ▶ Phase der normalen Ausbrüche endet mit dem Beginn eines normalen Ausbruchs, bei dem  $R_{\text{disk}} \gtrsim R_{32}$  wird.
  - ↪ Scheibe wird exzentrisch ↪ starker Drehimpulsverlust durch Gezeiten an der deformierten Scheibe ↪ erhöhte Akkretion ( $\sim L_{\text{disk}} \uparrow$ )
    - ↪ Superausbruch :  $M_{\text{disk}} \downarrow$  und  $J_{\text{disk}} \downarrow$  ↪  $R_{\text{disk}} \downarrow$ .
- Superhumps solange die Scheibe exzentrisch ist.



- ▶ wenn  $M_{\text{disk}}$  und  $J_{\text{disk}}$  klein genug  $\rightarrow$  3:1-Resonanz verschwindet ( $R_{\text{disk}} < R_{32}$ )  $\rightarrow$  Scheibe geht in kalten Zustand zurück  $\rightarrow$  Beginn des nächsten Superzyklus mit der Phase der normalen Ausbrüche.

### Attraktive Eigenschaften des Modells

1. vereinigt normale Ausbrüche, Superausbrüche und die Superhumps (d.h. das SUUMa-Phänomen) in einem geschlossenen Modell.
2. erklärt, warum ein Superausbruch von einem normalen Ausbruch ausgelöst wird, und
3. warum während normaler Ausbrüche keine SHs vorkommen.
4. erklärt, warum die Superausbrüche heller sind und länger dauern als normale Ausbrüche.
5. erklärt, warum die Superausbrüche mit grösserer Regelmässigkeit auftreten als normale Ausbrüche: Der Superzyklus umfasst  $N$  Ausbrüche ( $N$  ganz, typisch  $N = 5 - 10$ ). N.B.  $N$  kann von Zyklus zu Zyklus variieren (um typisch  $\pm 1$ ).
6. kommt ohne einen zusätzlichen Mechanismus (wie z.B. eine zeitweilig erhöhte Masseneinstromrate) zur Erklärung der Superausbrüche aus.

### Probleme, offene Fragen

1. säkulare Zunahme von  $R_{\text{disk}}$  über den Superzyklus ist bisher nicht durch Beobachtungen (Z Cha, OY Car!) bestätigt.
2. Modell erfordert spezielle Annahmen über Stärke und Dauer der Gezeitendissipation am Aussenrand der Scheibe sowie spezielles  $\alpha \sim (r/R_{\text{tid}})^{0.3}$ . Superausbruch wird durch erhöhte Gezeitendissipation "erzwungen".
3. grosser Massenverlust der Scheibe während eines Superausbruchs  $\rightarrow$  stärkere Abnahme von  $P_{\text{SH}}$  vorhergesagt als beobachtet wird!
4. Erhöhung der Amplitude des orbital humps vor einem Superausbruch bleibt unerklärt.



5. Reihenfolge der "Ereignisse" stimmt nicht: Superausbruch beginnt mit Gezeiteninstabilität  $\rightarrow$  exzentrische Scheibe  $\rightarrow$  Superhumps und erhöhte Massenflussrate; also Superhumps von Anfang des Superausbruchs an. Aber beobachtet: Superhumps erscheinen erst rel. lange ( $\sim$  Tage  $\dots$  viele Tage) nach Beginn eines Superausbruchs.

## d2) Alternativen ?

Whitehurst (1994): Superausbrüche  $\hat{=}$  langen Normalausbrüchen bei Systemen mit  $P_{orb} \gtrsim 3^h$ , mit verstärktem Massentransfer kurz vor und während eines Superausbruchs (Mechanismus?, ev. durch Bestrahlung des Sekundärsterns).

- $\rightarrow$  1. berücksichtigt die Vergrößerung der Amplitude des orbital humps kurz vor einem Superausbruch.
- 2. durch erhöhtes  $\dot{M}_{tr}$  während eines Superausbruchs verringert sich die Masse der Scheibe weniger stark als im Superzyklus-Modell.
  - $\rightarrow$  geringere Abnahme von  $P_{SH}$ , verträglich mit Beobachtungen.

Smak (1996, 2000): Superausbruch beginnt mit Erhöhung von  $\dot{M}_{tr}$  (verursacht durch die Bestrahlung des Sekundärsterns während des vorangegangenen (auslösenden) Normalausbruchs).  $\rightarrow$  "erklärt" die Verstärkung des orbital humps vor einem Superausbruch.

- $\rightarrow$  Kontraktion der Scheibe (wegen  $j_{L, M_1} < j(R_d)$ )  $\rightarrow$  soll den Sekundärstern vor weiterer Bestrahlung schützen (wegen  $H/R \uparrow$  mit  $\dot{M} \uparrow$ ).
- $\rightarrow$  dadurch  $\dot{M}_{tr} \downarrow \rightarrow$  Expansion der Scheibe über den 3:1-Resonanzradius  $\rightarrow$  Beginn der Gezeiteninstabilität  $\rightarrow$  Superhumps.



### d3) Ergebnisse numerischer Rechnungen

#### ► Beispiel zum Superzyklusmodell: (Ichikawa, Hirose & Osaki 1993)

Modellparameter in Anlehnung an Z Cha:

$$P_{\text{orb}} = 0.0745$$

$$\left. \begin{array}{l} M_1 = 1.13 M_{\odot} \\ M_2 = 0.17 M_{\odot} \end{array} \right\} \frac{M_1}{M_2} = \frac{20}{3}$$

$$\dot{M}_{\text{tr}} = 7.9 \cdot 10^{-11} M_{\odot}/\text{a}$$

$$a = 5.66 \cdot 10^{10} \text{ cm}$$

#### weitere Modellannahmen

für die normalen Ausbrüche:  $\alpha_{\text{hot}} = 0.3$  } → Ausbrüche vom Typ B  
 $\alpha_{\text{cool}} = 0.03$  } "inside-out"

für die Superausbrüche :- Gezeiteninstabilität setzt ein, wenn  $R_{\text{disk}} \gtrsim 0.46$   
 - " " hört auf, "  $R_{\text{disk}} \lesssim 0.38$

- während der Gezeiteninstabilität wird das Gezeitendrehmoment um den Faktor 20 erhöht. (Völlig ad hoc!)

#### ► Numerische Experimente von Hameury, Lasota & Warner (2000)

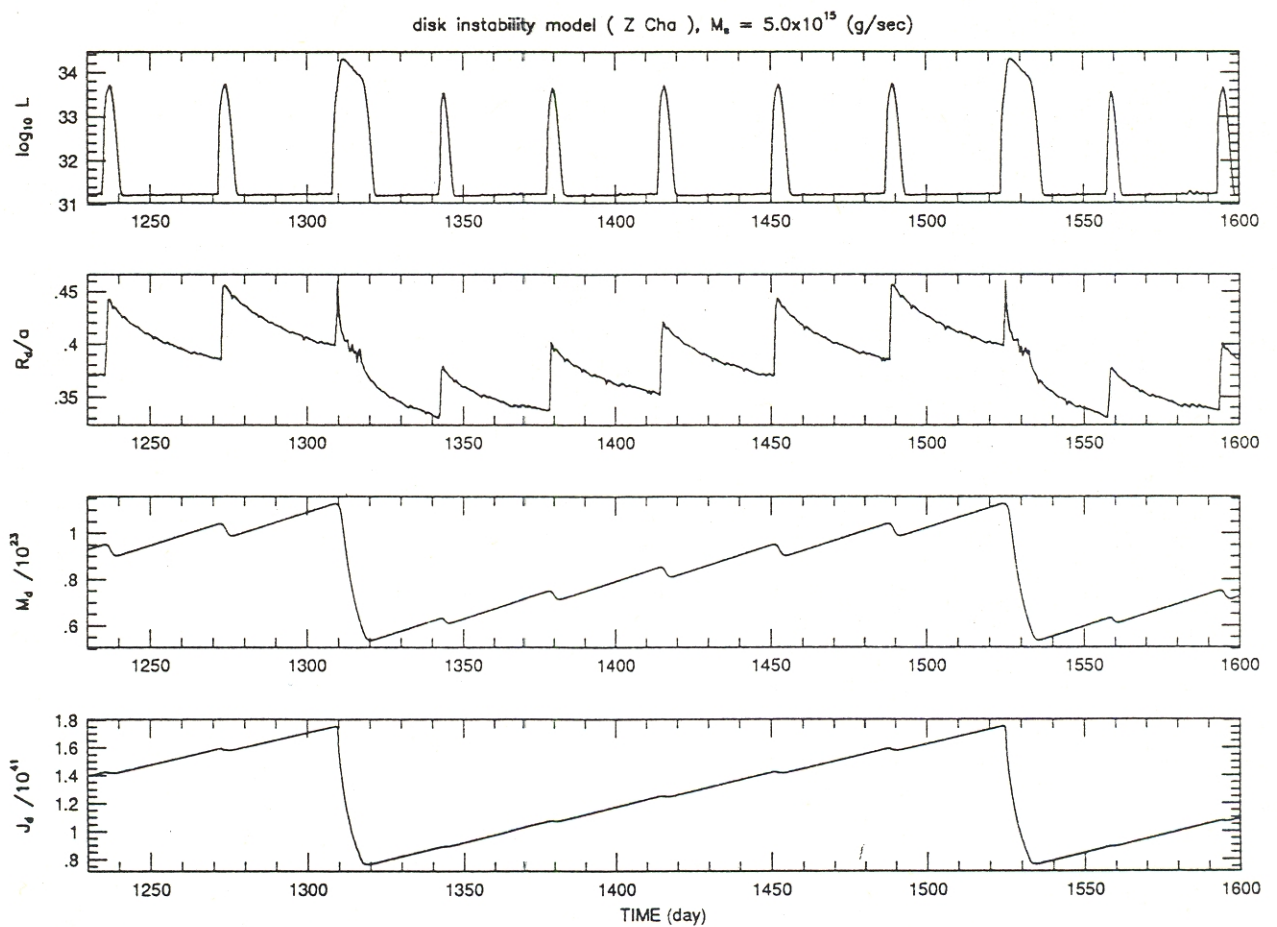
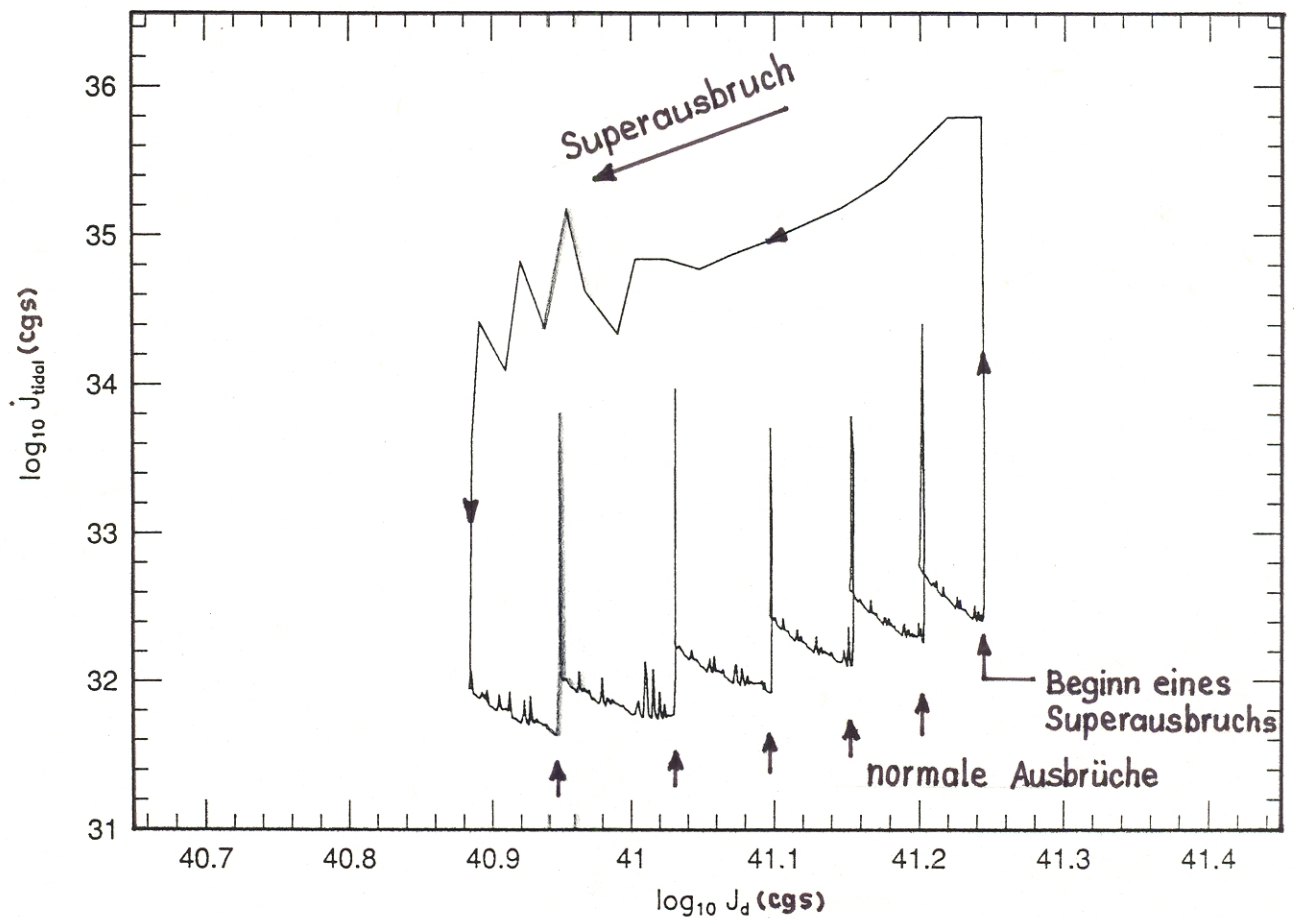
in Anlehnung an die Modellvorstellungen von Smak (1996, 2000) mit

- Rückkopplung von  $\dot{M}_{\text{tr}}$  an die Akkretionsleuchtkraft (durch ad hoc Vorschrift  $\dot{M}_{\text{tr}} = \text{Max}(\dot{M}_0, \gamma \dot{M}_{\text{acc}})$ , wobei  $\dot{M}_0 = \dot{M}_{\text{tr}}$  ohne Bestrahlung),
- Bestrahlung der inneren Scheibe durch den (heissen) WZ,
- Scheibe mit Loch im Zentrum während des Minimums (Magnetfeld des WZs, Verdampfung).

Ergebnis: Man kann Langzeitlichtkurven erzeugen, die so ähnlich wie die beobachteten aussehen; aber  $\exists$  viele freie Parameter und ad hoc Annahmen.

Rechnungen zum Superzyklus-Modell für das SU UMa-Phänomen

aus: Ichikawa, S., Hirose, M., Osaki, Y.: 1993, Publ. Astron. Soc. Japan 45, 243





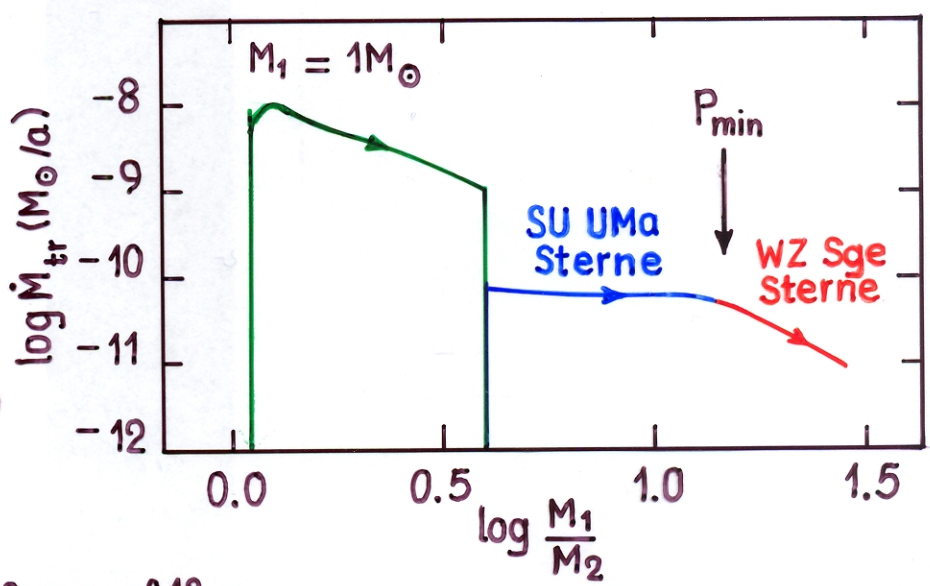
# 5. WZ Sge - Sterne

- ▶ WZ Sge - Sterne : Unterklasse der SU UMa - Sterne
- ▶ Merkmale :  $\exists$  nur Superausbrüche, gefolgt von einigen wenigen Normalausbrüchen, danach sehr lange Ruhezeit ( $\approx$  Jahre ... Jahrzehnte)
- ▶ Prototyp: WZ Sge,  $P_{orb} = 81.6 \text{ min}$ , Ausbrüche 1913, 1946, 1978  
 → Ausbruchsintervall  $t_{rec} = 33 \text{ Jahre}$
- ▶ Andere Mitglieder der Klasse: VY Aqr, EG Cnc, CG CMa, WX Cet, AL Com, V592 Her, RZ Leo, V2176 Cyg

Interpretation der WZ Sge-Sterne im Rahmen des Superzyklus-Modells  
 (→ Osaki, Y.: 1995, PASJ 47, 47)

- ▶ WZ Sge-Sterne = CVs beim und jenseits des Periodenminimums
- ▶ Säkulare Entwicklung:

$$\frac{M_1}{M_2} \uparrow, \dot{M}_{tr} \downarrow \quad (\rightarrow \text{Figur})$$



Folgen:

1. Mit  $M_1/M_2 \uparrow \rightarrow \frac{R_{32}}{R_{1,R}} \approx \frac{3^{2/3}}{2} \left(\frac{M_1}{M_2}\right)^{-0.12}$  nimmt ab.

- je geringer  $R_{32}/R_{1,R}$ , desto weniger normale Ausbrüche sind erforderlich, bis  $R_{disk} \approx R_{32}$ , d.h. bis zur Auslösung eines Superausbruchs.
- bei hinreichend grossem  $M_1/M_2$ : jeder normale Ausbruch löst einen Superausbruch aus!

2. Mit  $\dot{M}_{tr} \downarrow$  werden die Ausbrüche seltener. Um jedoch  $t_{rec} \approx 30 \text{ Jahre}$  zu erhalten muss die Viskosität, d.h.  $\alpha_{kalt}$  sehr klein sein (Osaki 1995)

Bsp. WZ Sge ( $M_1 = 1 M_{\odot}$ ,  $R_{disk} \approx 10^{10} \text{ cm}$ ,  $T_{disk} = 4000 \text{ K}$ ,  $\dot{M}_{tr} \approx 4 \cdot 10^{-11} M_{\odot}/a$ )

$$t_{rec} \approx 440 \text{ d } \alpha_{kalt}^{-0.72} \left(\frac{\dot{M}_{tr}}{10^{-11} M_{\odot}/a}\right)^{-1} \rightarrow t_{rec} = 33 \text{ a} \Leftrightarrow \alpha_{kalt} \approx 1.5 \cdot 10^{-3}$$

## ► Gründe für die langen Ruhezeiten

1. geringes  $\dot{M}_{tr}$  (Folge der säkularen Entwicklung)  $\rightarrow$  Scheibe braucht lange, bis irgendwo  $\Sigma_B$  erreicht wird.
2. zentraler Teil der Scheibe verdampft  $\rightarrow$  Ausbruch wird bei grösserem Radius, d.h. grösserem  $\Sigma_B$  ( $\Sigma_B \sim R^{1.1}$ ) ausgelöst.  
 $\rightarrow$  grösseres Fassungsvermögen der Scheibe  $\rightarrow$  längere Ruhezeit, ( $\rightarrow$  Abschnitt d2).
3. wegen geringem  $\dot{M}_{tr}$  ist die Scheibe sehr kalt  $\rightarrow$  das Gas ist weitgehend neutral  $\rightarrow$  elektrische Leitfähigkeit wird so klein, dass magnetische Viskosität ineffektiv wird  $\rightarrow \alpha \downarrow$   
 $\rightarrow \Sigma_B \sim \alpha_{kalt}^{-0.8} \uparrow \rightarrow$  längere Ruhezeit.
4. der Sekundärstern ist ebenfalls kalt  $\rightarrow$  magnetischer Dynamo wird ineffektiv  $\rightarrow$  es werden keine Magnetfelder vom Sekundärstern in die Scheibe eingeschleppt  $\rightarrow v_{mag} \downarrow \rightarrow \Sigma_B \uparrow$ .



(Hellier, C.: 2001, PASP 113, 469)

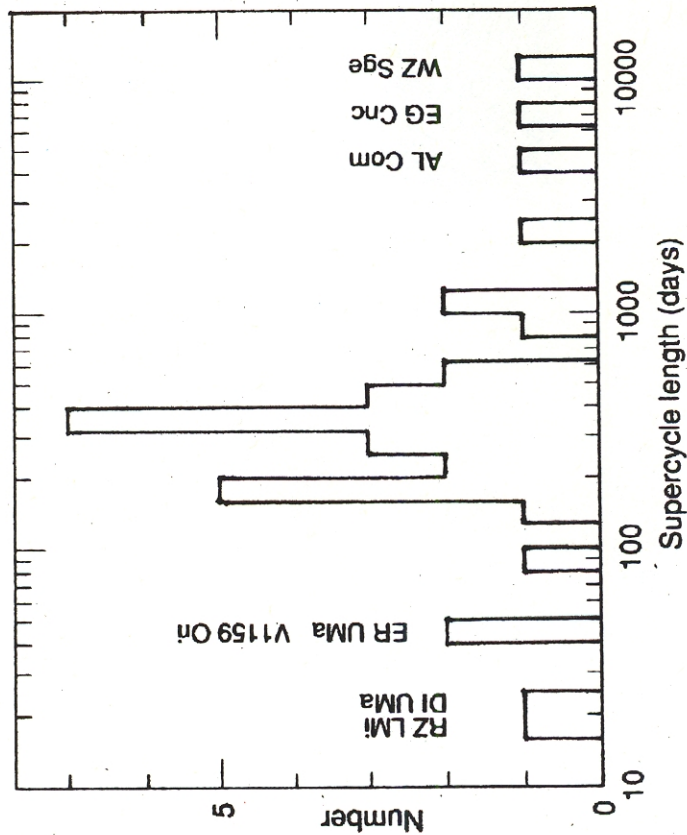


FIG. 1.—Supercycle lengths of SU UMa stars. Those with abnormally long supercycles are the WZ Sagittae stars, while those with abnormally short supercycles are the ER UMa stars. Data are from Warner (1995), supplemented by papers mentioned in the text.

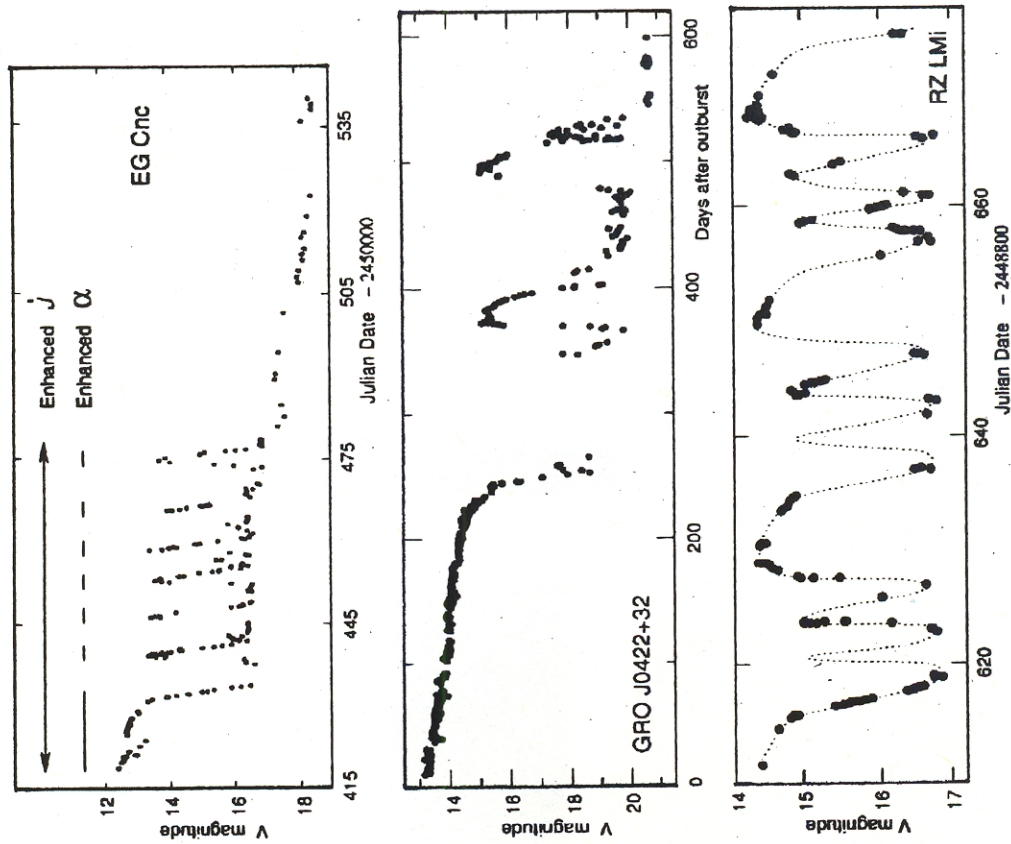


FIG. 2.—Light curves of EG Cnc (top) and the SXT GRO J0422+32 (middle) show echo outbursts after a superoutburst. The light curve of RZ LMi (bottom) shows a 19 day supercycle. (Data are from Patterson et al. 1998 [EG Cnc], Kuulkers et al. 1996 [GRO J0422+32], and Robertson et al. 1995 [RZ LMi].)

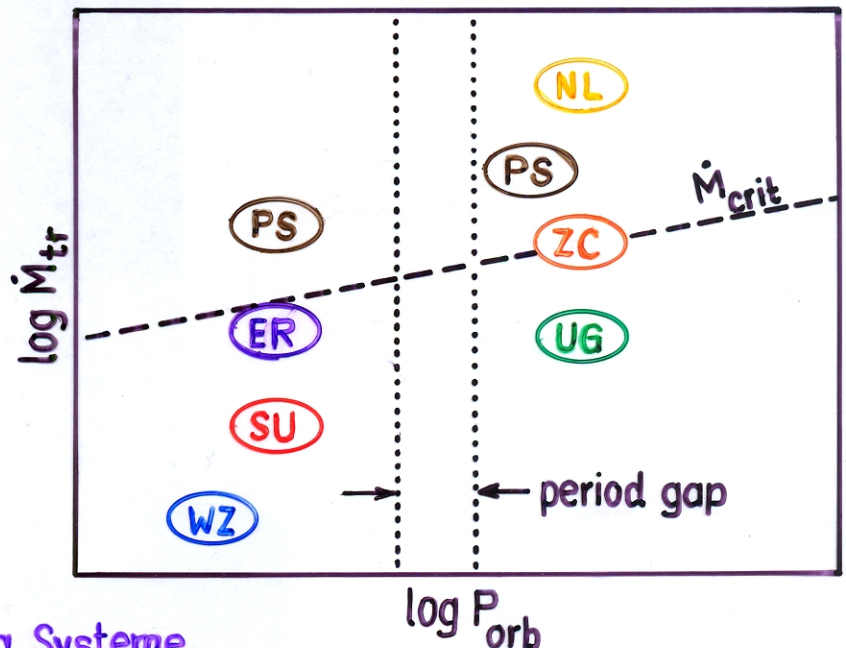
## 6. ER UMa – Sterne

- ▶ ER UMa – Sterne: Unterklasse der SU UMa – Sterne
- ▶ **Merkmale:** Sehr kurzer Superzyklus (typisch  $\sim 50d$ ); Superausbruch gefolgt von wenigen Normalausbrüchen in geringem zeitlichem Abstand (typisch  $\sim 6d$ ).
- ▶ Prototyp: ER UMa,  $P_{orb} = 91.7 \text{ min}$ , Länge des Superzyklus  $43d$ , Abstand der Normalausbrüche 4-5 d
- ▶ Andere Mitglieder der Klasse: CR Boo, V803 Cen (He-CVs)  
IX Dra, RZ LMi, V1159 Ori, DI UMa, SS UMi,  
HS Vir

### Interpretation der ER UMa-Sterne im Rahmen des Superzyklus-Modells

( $\rightarrow$  Osaki, Y.: 1995, PASJ 47, L11; 1996, PASP 108, 39)

UG = U Gem - Sterne  
 ZC = Z Cam - Sterne  
 NL = novaähnliche  
 WZ = WZ Sge - Sterne  
 SU = SU UMa - Sterne  
 ER = ER UMa - Sterne  
 PS = Systeme mit permanenten Superhumps



- ▶ ER UMa Systeme: wie SU UMa Systeme, aber mit  $\dot{M}_{tr} \lesssim \dot{M}_{crit}$ , d.h. abnormal grossem  $\dot{M}_{tr}$ .

### ▶ Säkulare Entwicklung

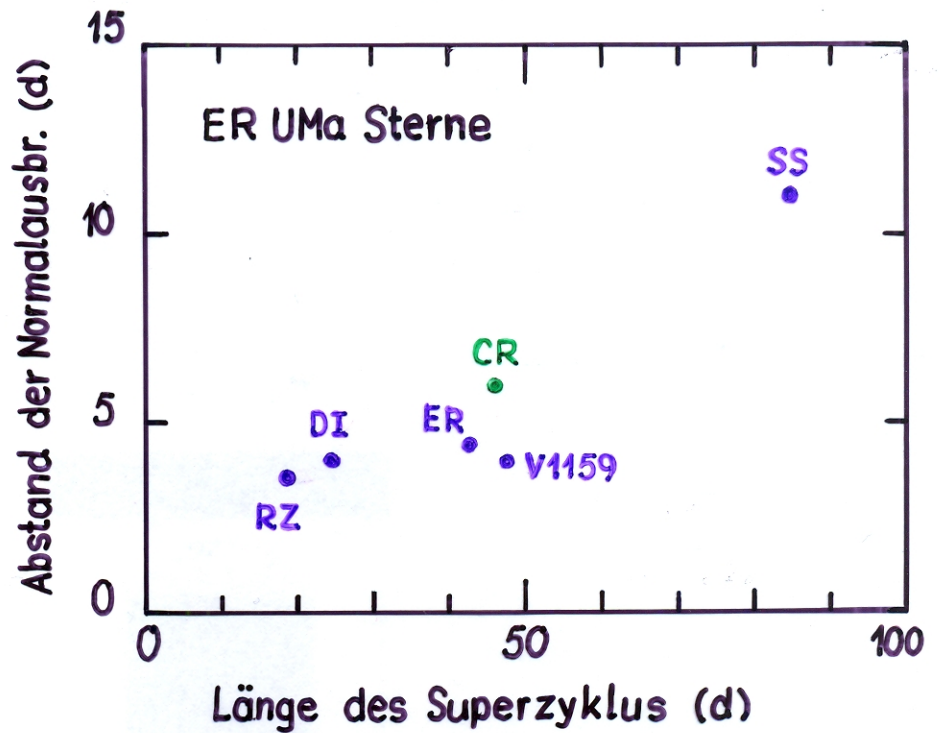
bisher keine befriedigende Erklärung für die hohen  $\dot{M}_{tr}$ -Werte!

- ▶ die beobachteten kurzen Superzykluslängen ( $\rightarrow$  Figur) erfordern relativ sehr grosse Massentransferraten ( $\approx 10 \times$  die Rate, die durch Abstrahlung von Gravitationswellen allein verursacht wird ( $\rightarrow$  Osaki 1995)).



## Beobachtete Zykluszeiten von ER UMa-Sternen

CR = CR Boo  
 RZ = RZ LMi  
 V1159 = V1159 Ori  
 DI = DI UMa  
 ER = ER UMa  
 SS = SS UMi

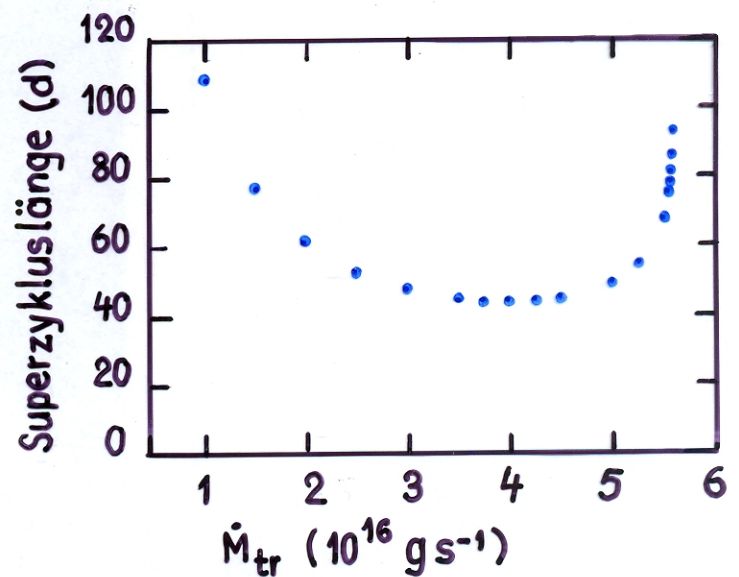


### Zusammenhang zwischen $\dot{M}_{tr}$ und der Dauer des Superzyklus

(Rechnungen von Osaki 1995)

$$\blacktriangleright (\dot{M}_{tr})_{GR} \approx 4 \cdot 10^{15} \text{ g s}^{-1} !$$

$$\rightarrow (\dot{M}_{tr})_{EU} \gtrsim 10 (\dot{M}_{tr})_{GR}$$



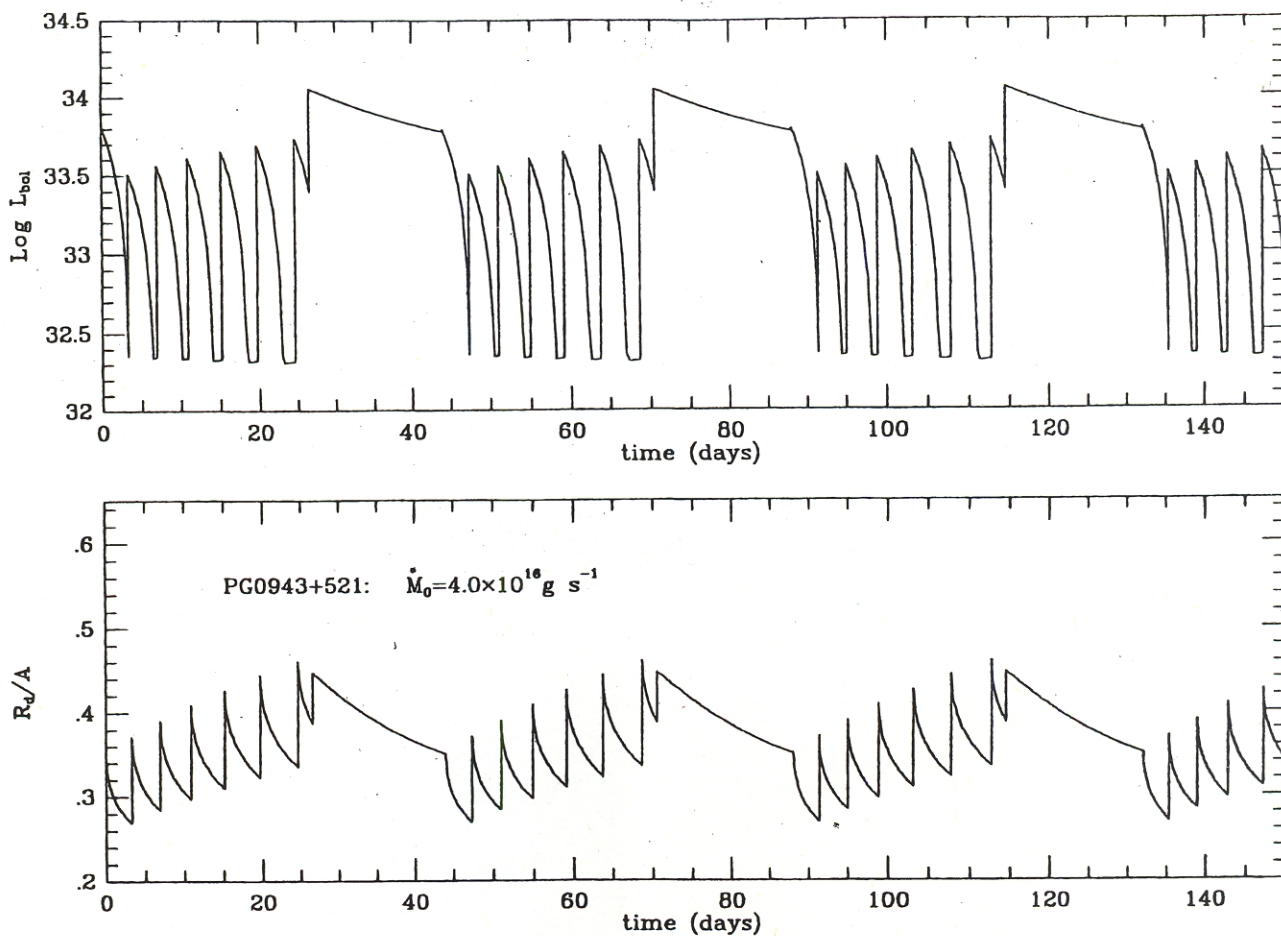


FIG. 13—Bolometric light curve (upper panel) and disk-radius variation (lower panel) simulated for the star ER UMA based on the simplifying model used by Osaki (1989a). The parameters used are: a mass-transfer rate  $\dot{M}$  of  $4.0 \times 10^{16} \text{ g s}^{-1}$ ; a binary separation  $A$  of  $4.87 \times 10^{10} \text{ cm}$ ; a viscosity parameter in the hot state,  $\alpha_H$  of 0.3; a critical torus mass in dimensionless units  $\beta$  of 0.6, a terminal disk radius of the superoutburst  $R_0$  of  $0.35A$ . From Osaki (1995b).

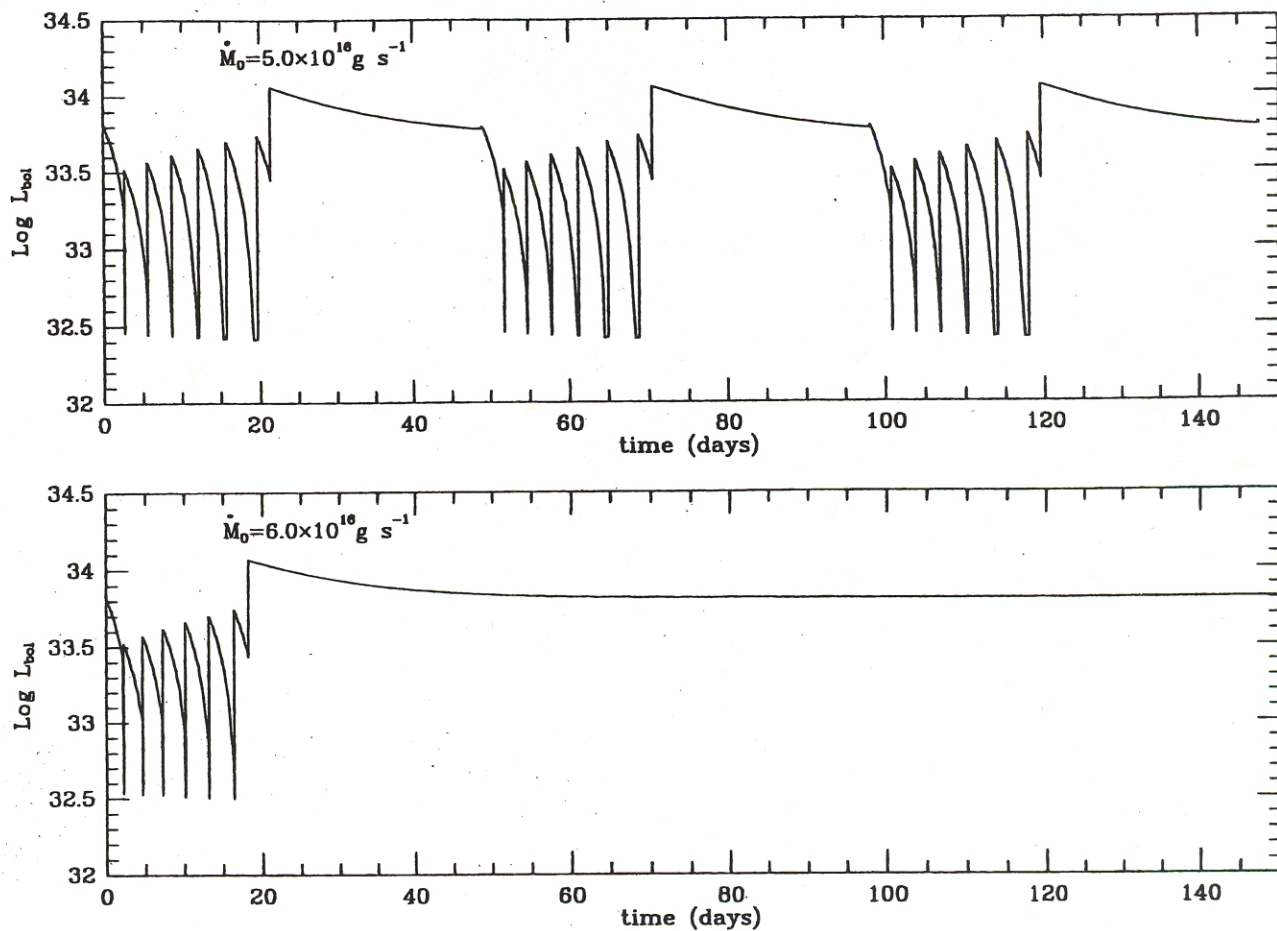


FIG. 14—Bolometric light curves for the same parameters as Fig. 13, except for two different mass-transfer rates  $\dot{M}$  of  $5.0 \times 10^{16} \text{ g s}^{-1}$  (upper panel) and  $6.0 \times 10^{16} \text{ g s}^{-1}$  (lower panel).

(Osaki, Y.: 1995, PASJ 47, L11)

ER UMa stars: Theoretical disk instability models



## 6. Superhumps — nicht nur bei SU UMa-Sternen

- ▶ Bedingungen für SHs: 3:1 Resonanz in der Scheibe, d.h.  $R_T > R_{32}$   
 $\rightarrow M_1/M_2 > 3 \dots 4$ , und genügend Masse bei  $R_{32}$
- ▶ sind nicht nur bei SU UMa-Sternen erfüllt!  $\rightarrow$  SHs bei anderen Objekten?

### a) Permanente Superhumps

Systeme mit permanent heller, d.h.  $\sim$  stationärer Scheibe und  $M_1 > 3 \dots 4 M_2$  erfüllen diese Bedingungen:  $\rightarrow$  4 Typen von Systemen kommen  $M_2$  in Frage

1. Typ NL (UX, VY) } mit Sekundärstern  $\sim$  HR-Stern,  $P_{\text{orb}} \lesssim 5^h$
2. alte Novae }  $M_2 \lesssim 0.45 M_{\odot}$ ,  $M_1 < M_{\text{CH}} \approx 1.4 M_{\odot}$
3. AM CVn-Sterne: Sekundärstern = He-WZ mit  $M_2 \lesssim 0.05 M_{\odot}$ ,  $P_{\text{orb}} \lesssim 1^h$
4. LMXBs: Primärstern: NS, mit  $M_1 \approx 1.4 M_{\odot}$ , oder BH mit  $M_1 \gtrsim 3 M_{\odot}$ ;  
 Sekundärstern:  $M_2 \lesssim 1 M_{\odot}$

- ▶ Beobachtungen von Systemen, wo  $P_{\text{phot}} (\stackrel{?}{=} P_{\text{SH}}) > P_{\text{spectr}} = P_{\text{orb}}$   
 Bei CVs: ( $\rightarrow$  Patterson, J.: 1999, in: Disk Instabilities in Close Binary Systems, S. Mineshige and J.C. Wheeler (eds.)).

$\rightarrow$  Tabelle und Figur

Bei nicht transienten LMXBs ( $\rightarrow$  z.B. Haswell, C.A., et al.: 2001, MNRAS 321, 475)

Objekt	$P_{\text{orb}}$ (d)	$P_{\text{SH}}$ (d)	$\epsilon$
V2216 Oph	0.17393	0.1746	
V1405 Aql	0.034730	0.035041	0.0090

### b) SHs in transienten LMXBs ( $\rightarrow$ Mineshige, S., et al.: 1992, PASJ 44, L15)

Bisher nur in BH-LMXBs mit Ausbrüchen, die durch Scheibeninstabilitäten erzeugt werden. Primärstern: BH mit  $M_1 \gtrsim 3 M_{\odot}$ ; Sekundärstern: HR-Stern oder Riese,  $M_2 \lesssim 1 M_{\odot}$ .

- ▶ Analoga zu den WZ Sge Systemen, Ausbrüche Analoga zu den Superausbrüchen:  $t_{\text{rec}} \approx$  Jahre ...  $\gtrsim$  Jahrzehnte,  $t_{\text{outb}} \approx$  Monate - Jahre



► Beobachtungen:

Objekt	Typ	$P_{orb}$ (d)	$P_{SH}$ (d)	$\epsilon$
V2293 Oph	BH ?	—	0.6127:	—
GU Mus	BH	0.432602	0.4376	0.0116
QZ Vul	BH	0.344092	0.3474	0.0096
V518 Per	BH	0.212160	0.2157	0.0176
J1118+4802	BH	0.1701	0.17078	0.0040

N.B.  $\exists$  SHs nur während des Abstiegs von einem Ausbruch

c) Negative Superhumps ( $\rightarrow$  Patterson, J.: 1999, in: Disk Instabilities in Close Binary Systems, S. Mineshige and J.C. Wheeler (eds.)

► Beobachtungen:

$\exists$  CVs (mit  $\sim$  stationärer Scheibe, Typ NL, alte Novae), die kohärente photometrische Variationen mit einer Periode  $P_{NS} < P_{orb}$  zeigen, wobei

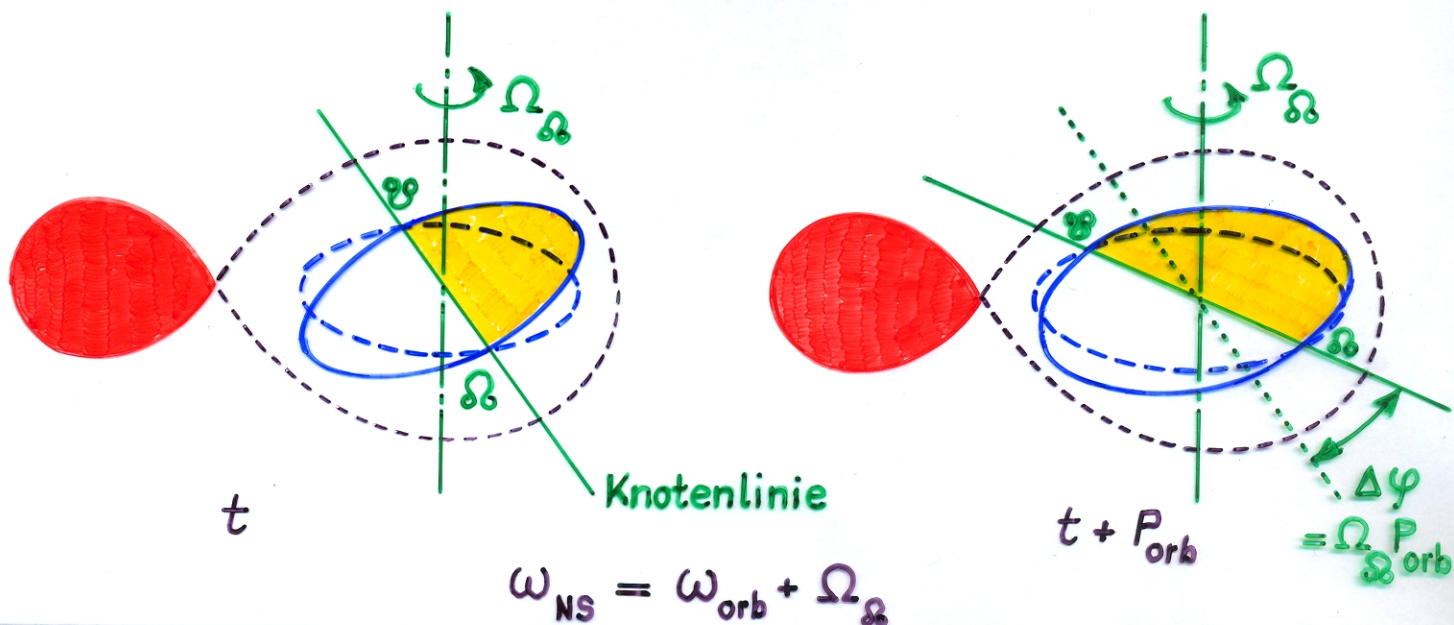
$$\epsilon_{NS} = \frac{P_{NS} - P_{orb}}{P_{orb}} \approx -0.5 \epsilon$$

$\rightarrow$  sog. "negative Superhumps" ( $\rightarrow$  Tabelle, Figur)

► in einigen CVs  $\exists$  positive und negative SHs gleichzeitig!  
(z.B. in AM CVn, V1974 Cyg, TT Ari, V603 Aql, PX And, BH Lyn)

► Theoretische Interpretation

Der Mechanismus, der die negativen SHs erzeugt, ist nicht genau bekannt. Vorgeschlagen wurde: prograde Präzession der Knotenlinie der (nicht exakt in der Bahnebene liegenden) Scheibe.





(Patterson, J.: 1999, in: Disk Instabilities in Close Binary Systems)

TABLE 1  
PERIODS OF PERMANENT SUPERHUMPERS

A. Positive Superhumpers				B. Negative Superhumpers			
Star	$P_{orb}$ (days)	$P_{sh}$ (days)	$\epsilon$	Star	$P_{orb}$ (days)	$P_{sh}$ (days)	$\epsilon$
AM CVn	0.011906(1)	0.012166(1)	0.0218(1)	AM CVn	0.011906(1)	0.0117063(6)	-0.0168(1)
CR Boo*	0.017029(2)	0.01723(2)	0.0117(12)	V503 Cyg	0.0777(2)	0.07597(18)	-0.022(5)
CP Eri*	0.019690(3)	0.019862(5)	0.0087(4)	V1974 Cyg	0.08126(1)	0.07911(5)	-0.027(1)
CP Pup	0.06145(6)	0.0625(1)	0.0171(20)	V442 Oph	0.1243(7)	0.12090(8)	-0.027(5)
BK Lyn	0.07498(5)	0.07857(1)	0.0479(7)	AH Men	0.12721(6)	0.12356(6)	-0.029(2)
V1974 Cyg	0.08126(1)	0.08509(8)	0.0471(10)	DW UMa	0.136606(1)	0.1330(5)	-0.026(4)
V348 Pup	0.101839(1)	0.1084(4)	0.0640(40)	TT Ari	0.1375511(2)	0.1329(3)	-0.034(3)
V795 Her	0.108265(1)	0.1165(1)	0.0760(10)	V603 Aql	0.1381(1)	0.1343(3)	-0.028(2)
V592 Cas	0.115063(1)	0.12226(6)	0.0625(5)	PX And	0.146353(1)	0.1415(3)	-0.033(2)
AH Men	0.12721(6)	0.1385(2)	0.0887(16)	BH Lyn	0.155875(1)	0.1490(11)	-0.044(8)
TT Ari	0.1375511(2)	0.1492(1)	0.0847(7)	TV Col	0.22860(1)	0.2160(5)	-0.055(2)
V603 Aql	0.1381(1)	0.1460(7)	0.0572(51)				
PX And	0.146353(1)	0.1595(2)	0.0898(14)				
BH Lyn	0.155875(1)	0.1666(5)	0.069(4)				

NOTE. — \* Superhumps in these two helium stars are essentially common and permanent.

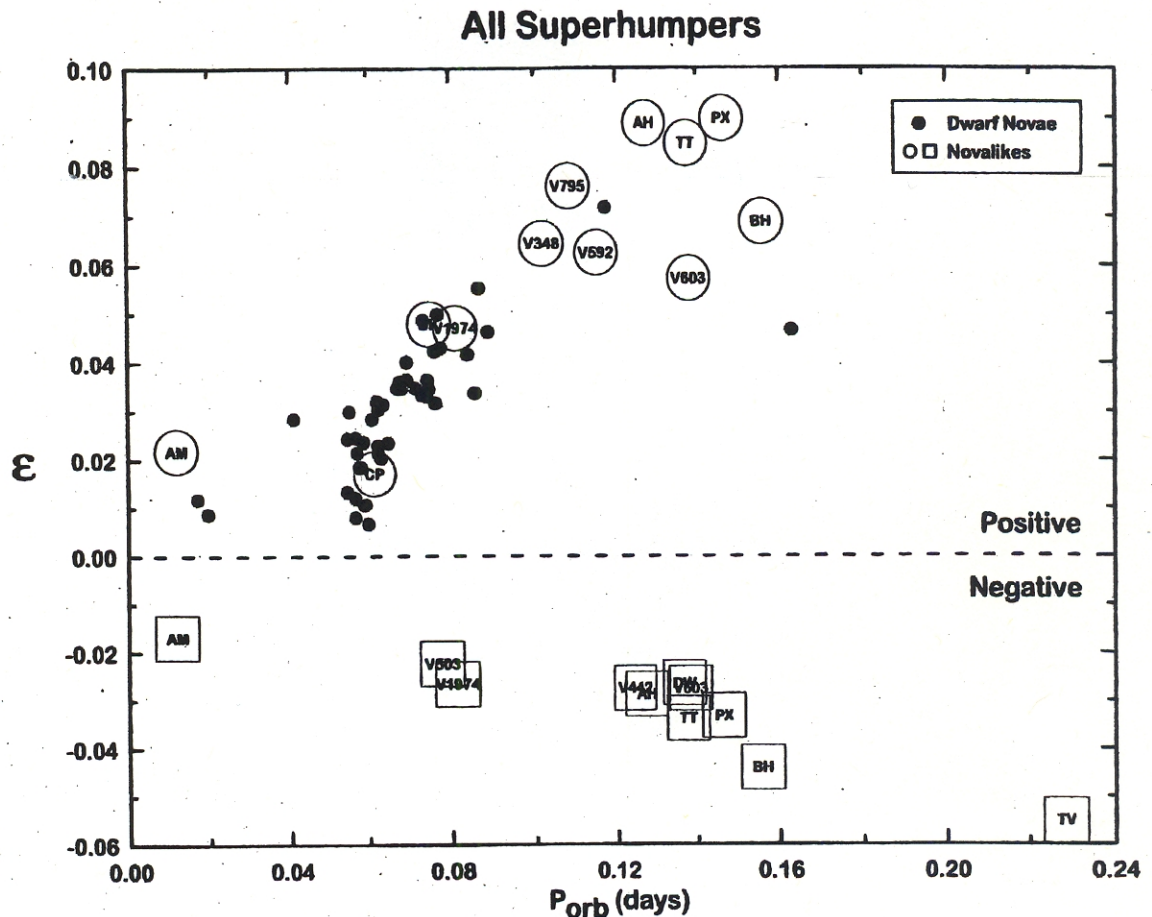


Figure 1 Correlation of fractional period excess  $\epsilon = (P_{sh} - P_{orb})/P_{orb}$  with  $P_{orb}$  for all stars. Common superhumps are shown by anonymous dots, and PSHers are shown by name. Negative superhumps are in squares.