

b 3) Theoretische Modellrechnungen

- ▶ Ausgangspunkt: die globale diffusive (und thermische) Instabilität von Akkretionsscheiben, die in einem bestimmten \dot{M} -Bereich auftritt.
- ▶ Ziel: Ausbruchmodell basierend auf dem Grenzyklus (engl. limit cycle) der Scheibe zwischen einem Zustand mit hohem \dot{M} (Ausbruch) und einem mit geringem \dot{M} (Minimum). Die räumliche Kohärenz zwischen den beiden Zuständen wird durch die Umwandlungsfronten (engl. transition waves) vermittelt.

Literatur: sehr umfangreich, für eine Auswahl → Liste

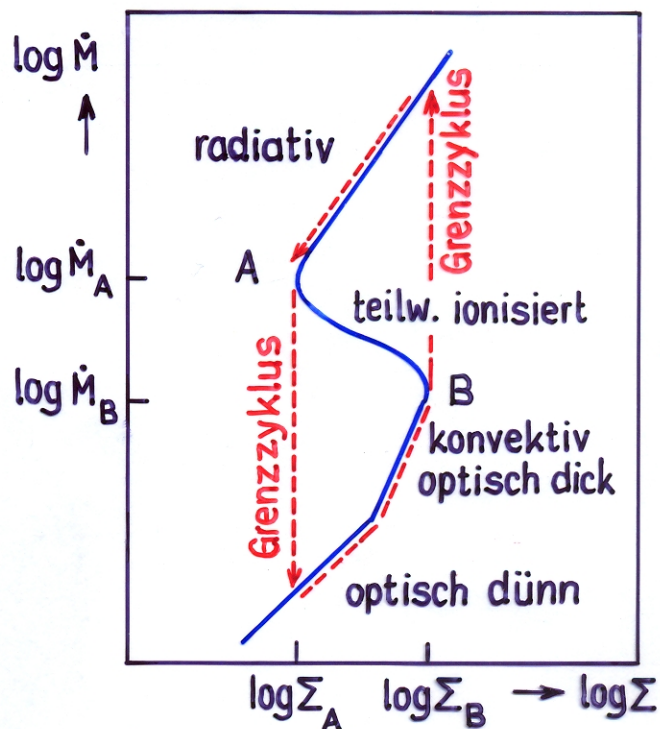
- ▶ Berechnung von theor. Ausbruchmodellen erfordert mehrere Schritte:

1.) Berechnung der f - Σ -Relationen

$$\forall r: R_{wz} < r < R_d$$

Probleme

- f - Σ -Rel. hängt von α ab!
→ Wahl von α ?
z.B. $\alpha = \alpha_0 (H/r)^p$, $p \geq 0$
- f - Σ -Rel. hängt von α und der chem. Zus. ab.
→ Wahl von (X, Y, Z) & α ?
- für kleine Σ und kleines \dot{M} (d.h. geringes T_c, T_{eff}) werden die Scheiben optisch dünn! Dafür gibt es jedoch keine gute Theorie!
→ Wenn $\tau_z \lesssim 1$: nur einfache Näherung.



Beispiele: Ergebnisse von Meyer-Meyer-Hofmeister (1983) und von Meyer-Hofmeister (1987). Abhängigkeit von r, α und α
→ Figuren.

2.) Berechnung der Geschwindigkeiten der Umwandlungsfronten $V_F(\Sigma, r)$ für gegebene f - Σ -Beziehung (z.B. Meyer, 1984)

3 Effekte spielen im Bereich einer Front gleichzeitig eine Rolle:

- thermische Relaxation der Scheibe bei der Umwandlung von heiss \rightleftharpoons kalt mit τ_{th} bei Σ_A (heiss \rightarrow kalt) und Σ_B (kalt \rightarrow heiss).
- radiale Drehimpulsdiffusion
- radiale Wärmediffusion (wegen lokal grossem $\partial T / \partial r$)

► korrekte Behandlung des Problems erfordert Auflösung der Fronten mit einer Breite $\sim H$ und kurze Zeitschritte $\Delta t < H/v_s$.

→ Rechenaufwand vergrössert sich um Faktor $(r/H)^2 \approx 10^3$ gegenüber dem Diffusionsproblem ohne Fronten.

→ je nach Autor versch. vereinfachte Lösungsansätze (z.B. lokale Näherung bei Meyer (1984)).

→ im Detail je nach Näherung unterschiedliche Ergebnisse

3.) Lösung des globalen Diffusionsproblems

d.h. getrennt für den kalten und den heissen Teil der Scheibe wird die Diffusionsgleichung

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = \frac{3}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r^{1/2} \frac{\partial}{\partial r} [r^{1/2} f] \right\} \quad (\hat{=} \text{ Gl. 7 in 14.2})$$

gelöst. Grenze zwischen kaltem/heissen Gebiet wird mit jedem Zeitschritt Δt um $\Delta r = V_F(\Sigma, r) \Delta t$ verschoben.

► N.B. Eine Heizungsfront, die einen Punkt, wo $\Sigma(r) = \Sigma_A(r)$ ist, erreicht, wird dort als Kühlungsfront "reflektiert".
 Eine Kühlungsfront, die einen Punkt erreicht, wo $\Sigma(r) = \Sigma_B(r)$ ist, wird dort als Heizungsfront "reflektiert".

∃ keine Fronten, wenn $\forall r: R_i < r < R_d$ entweder
 $\Sigma(r) > \Sigma_B(r)$ (→ heisse Scheibe), oder
 $\Sigma(r) < \Sigma_A(r)$ (→ kalte Scheibe)

Abhängigkeit der f - Σ -Relationen von Abstand r , Viskositätsparameter α und Opazität

aus: Meyer, F., Meyer-Hofmeister, E.: 1983, *Astron. Astrophys.* 128, 420
Meyer-Hofmeister, E.: 1987, *Astron. Astrophys.* 175, 113

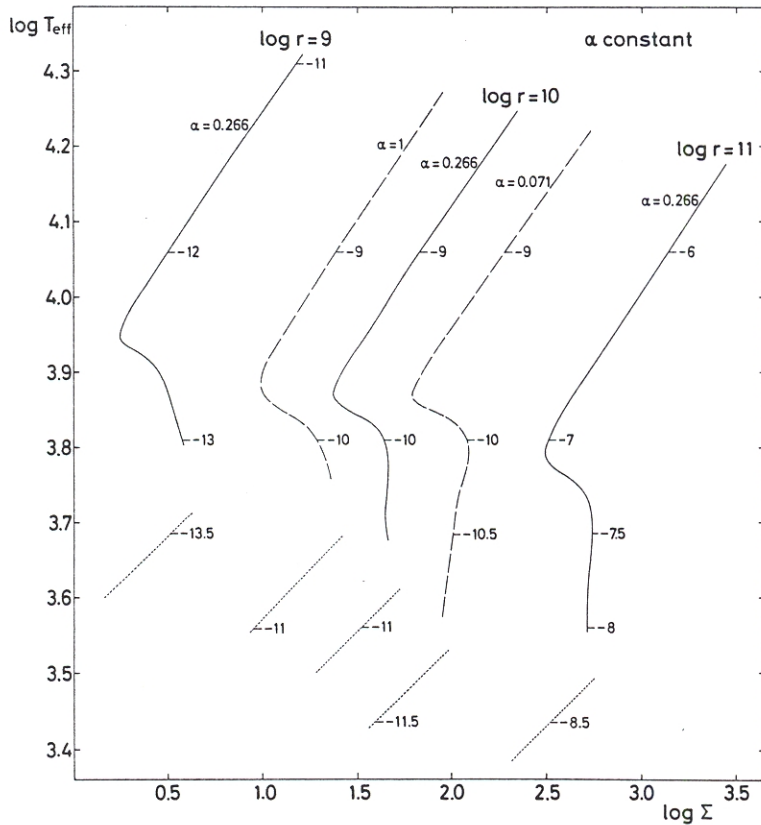


Fig. 4. Viscosity-surface density relation for constant α at the given radii $\log r = 9, 10, 11$. The viscosity integral f is measured by the effective temperature T_{eff} . The logarithms of the stationary mass accretion rates in solar masses per year are marked. The dotted lines correspond to optically thin parts of the disk (see Sect. V)

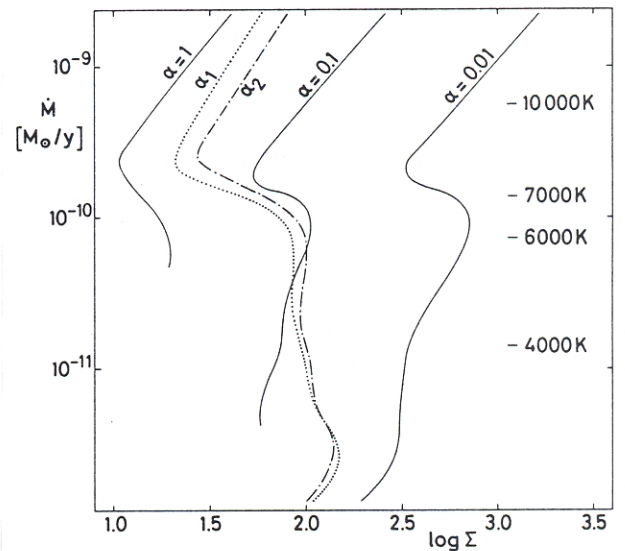


Fig. 3. Viscosity versus surface density as in Fig. 1, but low temperature opacities from Alexander (1975). The relation for two functions $\alpha(H/r)$, H pressure scale height, are also shown: $\alpha_1 = 50(H/r)^{3/2}$ (dotted line), $\alpha_2 = 10H/r$ (dashed-dotted line)

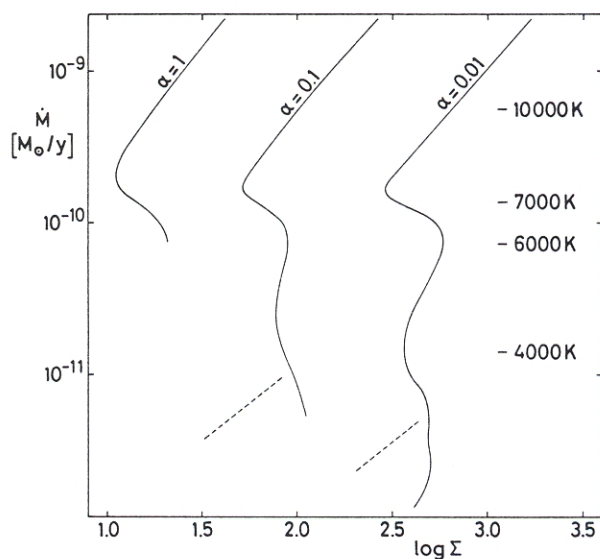


Fig. 1. Viscosity (given in units of mass flow \dot{M}) versus surface density Σ , distance $r = 10^{10}$ for indicated values of the viscosity parameter α . Low temperature opacities are from Huebner (1982). Dashed lines indicate the relation for an optically thin disk (see Sect. 2). Relevant effective temperatures are given

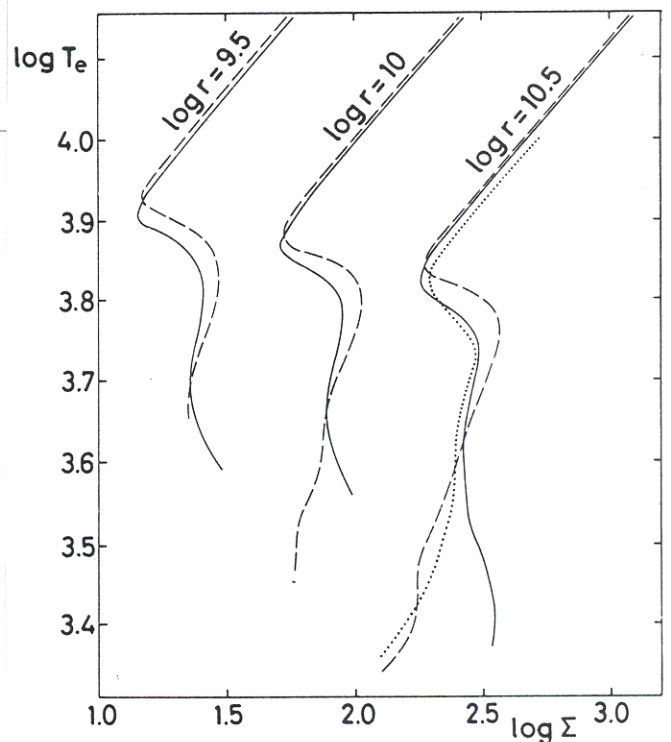


Fig. 4. Viscosity-surface density relation (viscosity described by the effective temperature T_e), for $\alpha = 0.1$ and $\log r = 9.5, 10, 10.5$. A comparison between computations for low temperature opacities from Huebner (solid line) and Alexander (dashed line) is shown. Results of Cannizzo and Wheeler (1984) are added for comparison (dotted line)

je nach dem:

2.) Berechnung der Geschwindigkeiten der Umwandlungsfronten $v_F(\Sigma, r)$ für gegebene f - Σ -Beziehung

3 Effekte spielen im Bereich einer Front gleichzeitig eine Rolle:

- thermische Relaxation der Scheibe bei der Umwandlung von heiss \rightleftharpoons kalt mit τ_{th} bei Σ_A (heiss \rightarrow kalt) und Σ_B (kalt \rightarrow heiss).
- radiale Drehimpulsdiffusion.
- radiale Wärmediffusion (wegen lokal grossem $\partial T / \partial r$).

► korrekte Behandlung des Problems erfordert Auflösung der Fronten mit einer Breite $\Delta r \sim H$ und kurze Zeitschritte $\Delta t < H/v_s$.

→ Erheblich grösserer Rechenaufwand als bei Diffusionsproblem ohne Fronten!

→ je nach Autor verschiedene, vereinfachte Lösungsansätze (bei älteren Rechnungen), z.B. lokale Näherung (Meyer, F. 1984, A&A 131, 303)

→ je nach Näherung im Detail unterschiedliche Ergebnisse!

3.) Lösung des globalen Diffusionsproblems

Lösung der Diffusionsgleichung

entweder getrennt für den heissen und kalten Teil der Scheibe unter Verwendung von gegebenen $v_F(\Sigma, r)$ (bei älteren Rechnungen),

oder Lösung des vollen Problems unter Auflösung der Fronten (erhöhter Rechenaufwand durch verbesserte Rechenmethoden kompensiert; bei neueren Rechnungen).

► N.B. Eine Heizungsfront, die einen Punkt, wo $\Sigma(r) = \Sigma_A(r)$ ist, erreicht, wird dort als Kühlungsfront "reflektiert". Eine Kühlungsfront, die einen Punkt erreicht, wo $\Sigma(r) = \Sigma_B(r)$ ist, wird dort als Heizungsfront "reflektiert".

→ \exists keine Fronten, wenn $\forall r \in R_i < r < R_d$ entweder $\Sigma(r) > \Sigma_B(r)$ (\rightarrow heisse Scheibe), oder $\Sigma(r) < \Sigma_A(r)$ (\rightarrow kalte Scheibe).

b4) Ergebnisse numerischer Rechnungen

► Das Grenzyklusmodell "funktioniert" nur, wenn

$$\frac{f(\text{heiss})}{f(\text{kalt})} \gtrsim 160, \rightarrow \text{nur wenn } \alpha(\text{heiss}) \gtrsim 10 \alpha(\text{kalt})$$

(Mit $\alpha(\text{heiss}) = \alpha(\text{kalt})$ wird $f(\text{heiss})/f(\text{kalt}) \approx 30$). (\rightarrow Meyer 1984)

Beispiele:

1.) Meyer & Meyer-Hofmeister (1984)

Voraussetzungen: f - Σ -Beziehungen von Meyer & Meyer-Hofmeister (1983) mit $\alpha = 50 (H/r)^{3/2}$
lokale Approximation zur Bestimmung von $V_F(\Sigma, r)$
nach Meyer (1984)

Parameter: $M_1 = 1 M_\odot$
 $R_i = 10^9 \text{ cm} \approx R_{WZ}$ } in allen Modellen

Ergebnisse (für U Gem Modell) \rightarrow auch Figuren

- Speicherung der akkr. Materie, im wesentl. im Aussenbereich $\partial \Sigma(r, t) / \partial t > 0 \forall r$, $\rightarrow \Sigma \uparrow$ bis irgendwo $\Sigma = \Sigma_B$. Wo das ist, hängt von \dot{M}_{tr} ab. Je grösser \dot{M}_{tr} , desto weiter aussen.
- Sobald $\Sigma = \Sigma_B$: Scheibe wird sehr schnell heiss ($\Delta t = 2.7 \cdot 10^4 \text{ s}$)
 \rightarrow überall hohes \dot{M} , Masse fliesst ab, $\partial \Sigma(r, t) / \partial t < 0 \forall r$, bis (ausser) $\Sigma(r, t) = \Sigma_A(r)$. Dann: Kühlungsfront läuft nach innen.
- \exists Ausbrüche, Dauer $\sim 10^6 \text{ s} \approx t_{vis}$, Abstand der Ausbrüche $\sim 10^7 \text{ s}$, umso kürzer, je grösser \dot{M}_{tr} .
- visuelle Helligkeit im Maximum $L_v \approx 10^{33.6} \text{ erg s}^{-1} \approx 1 L_\odot$
- totale visuelle Energie in einem Ausbruch $E_v \approx 10^{39} \text{ erg}$
- im Ausbruch: $L_{bol} \gg L_v$

Ergebnisse für das OY Car Modell (und andere Systeme mit $P \lesssim 2h$)

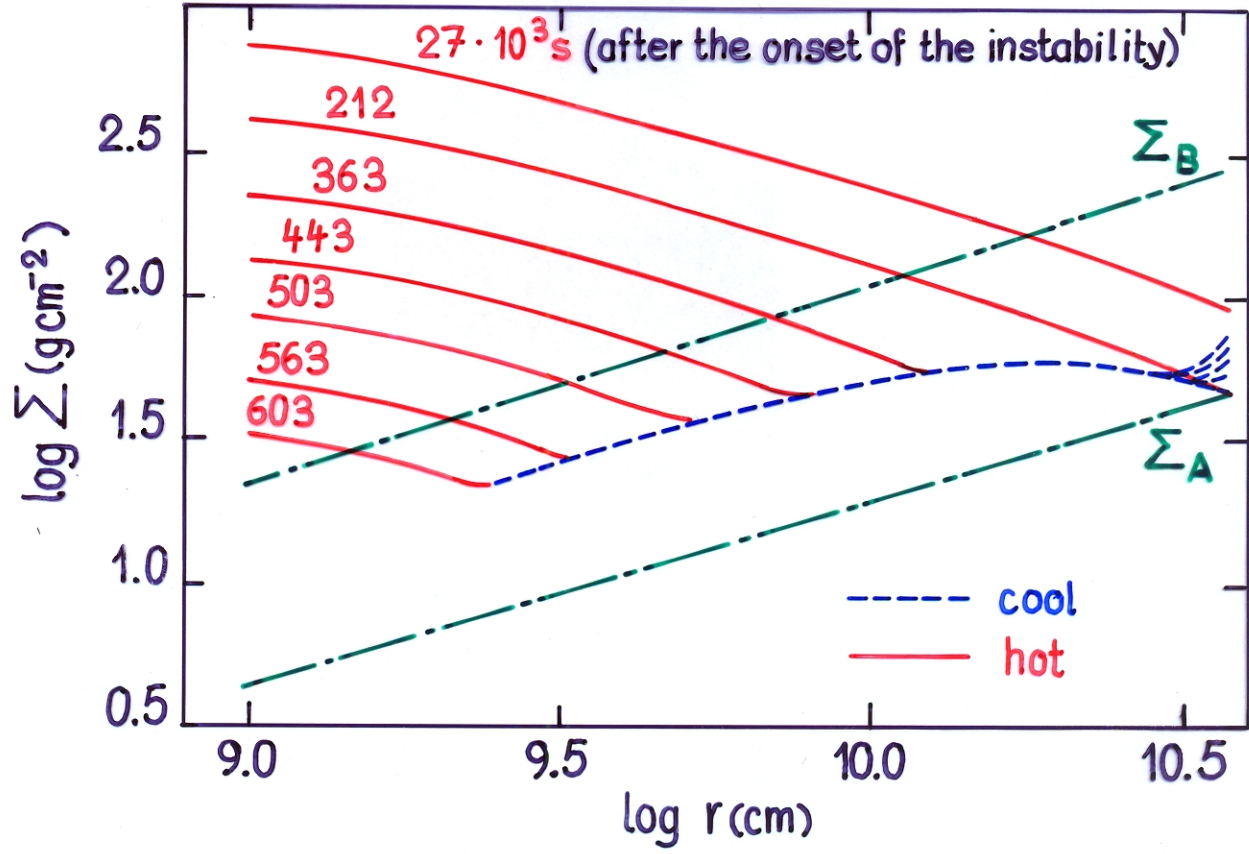
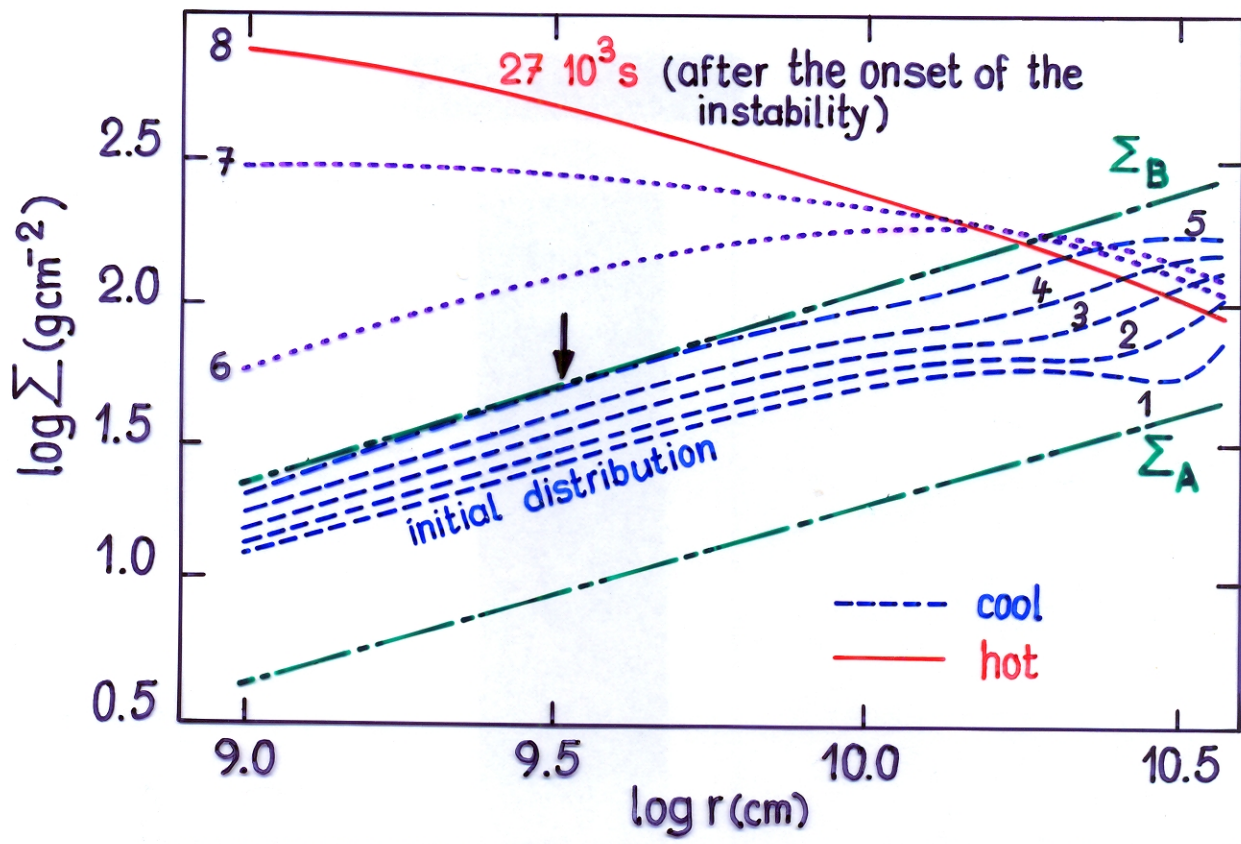
- bei kleinerem R_d und \dot{M}_{tr} : rel. starke Abhängigkeit der Ausbruchsfrequenz von R_d und \dot{M}_{tr} .

Outbursts in dwarf novae accretion disks: Model for U Gem

(Meyer, F., Meyer-Hofmeister, E.: 1984, Astron. Astrophys. 132, 143)

$M_1 = 1M_{\odot}$, $\dot{M} = 10^{16.8} \text{ g s}^{-1}$, $R_d = 3.7 \cdot 10^{10} \text{ cm}$,

- | | | | |
|---|-------------------------------|---|--------------------------------------------------------------------------|
| 1 | $t = 0$ | 5 | $t = 6.509 \cdot 10^6 \text{ s}$, onset of instability |
| 2 | $= 1.14 \cdot 10^6 \text{ s}$ | 6 | $= 6.515 \cdot 10^6 \text{ s}$ |
| 3 | $= 2.74 \cdot 10^6 \text{ s}$ | 7 | $= 6.520 \cdot 10^6 \text{ s}$ |
| 4 | $= 4.33 \cdot 10^6 \text{ s}$ | 8 | $= 6.536 \cdot 10^6 \text{ s} = 27 \cdot 10^4 \text{ s}$ after the onset |

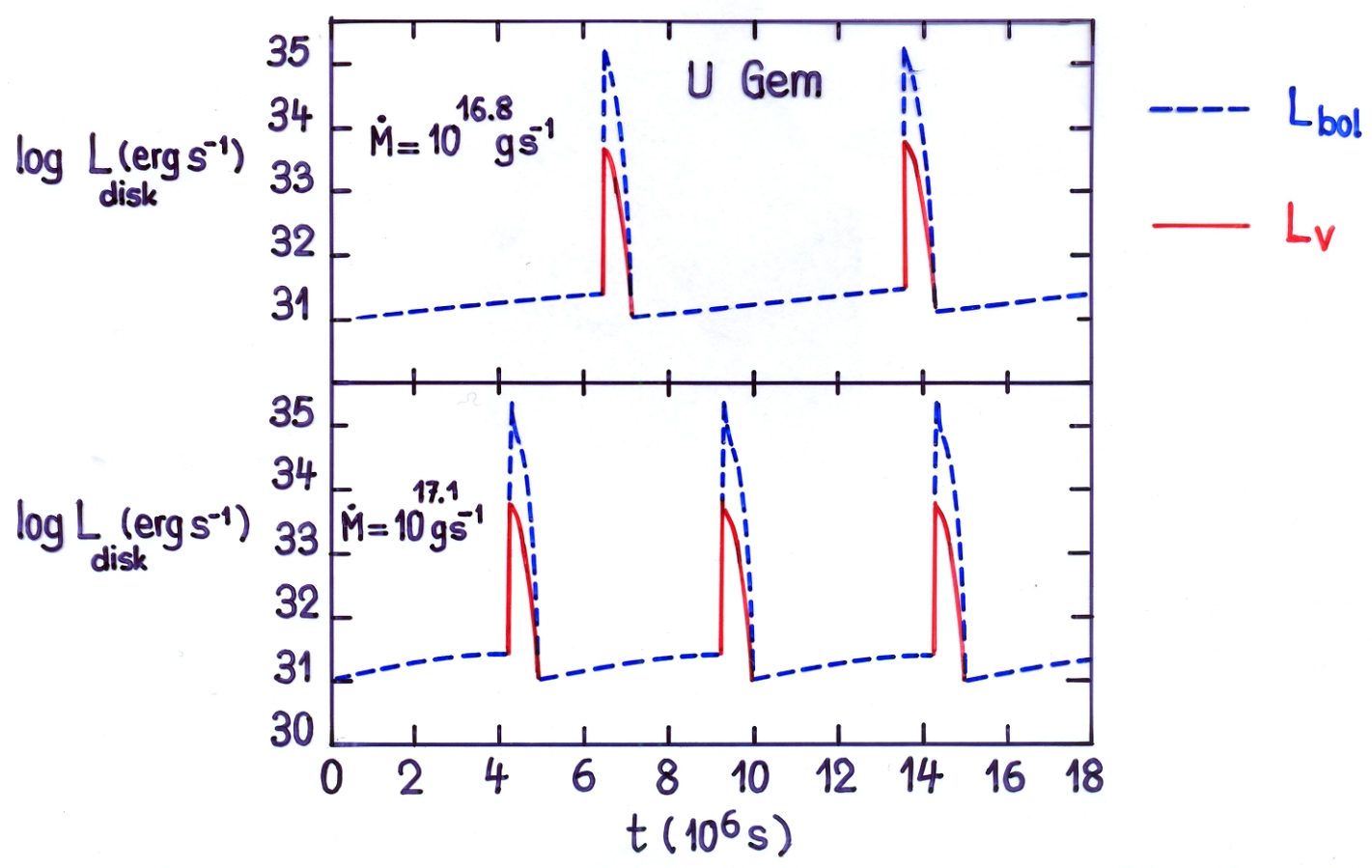
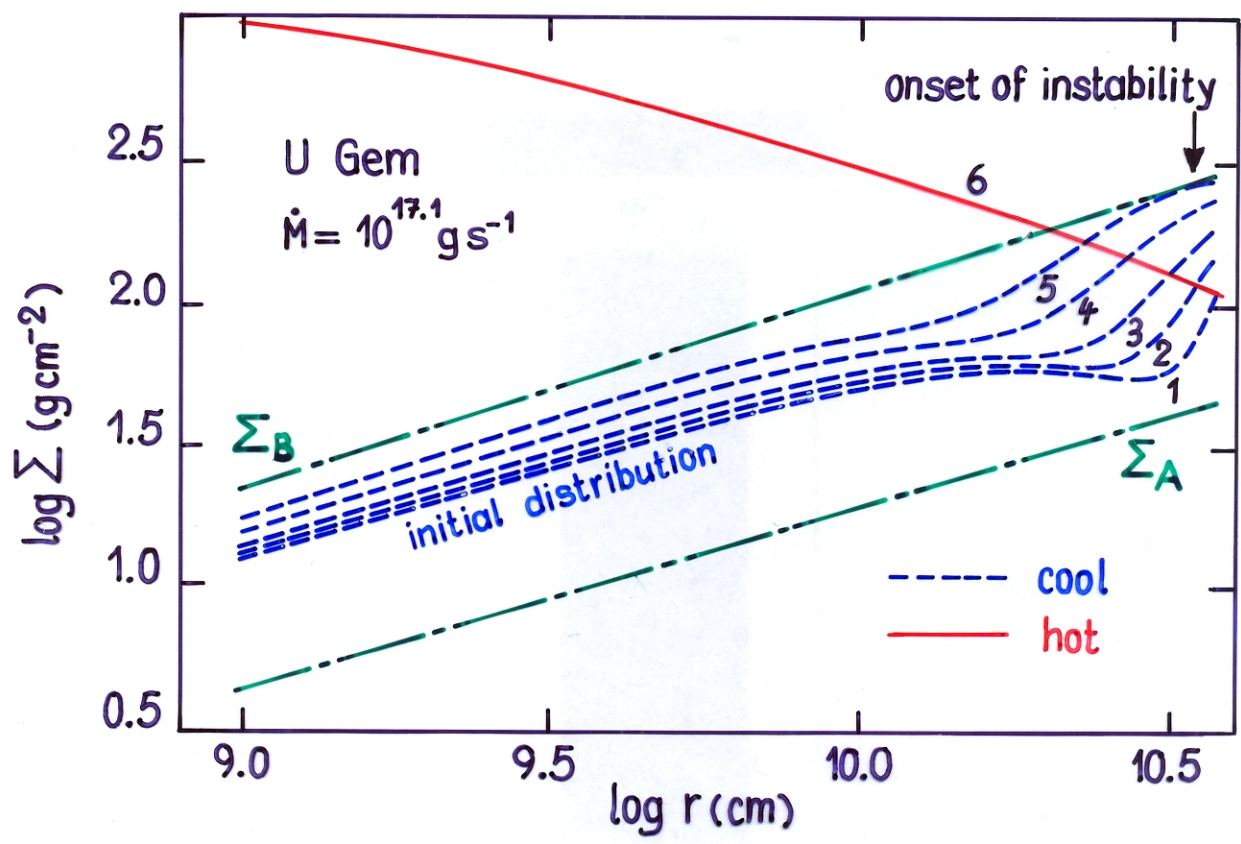


Outbursts in dwarf novae accretion disks: Model for U Gem

(Meyer, F., Meyer-Hofmeister, E.: 1984, Astron. Astrophys. 132, 143)

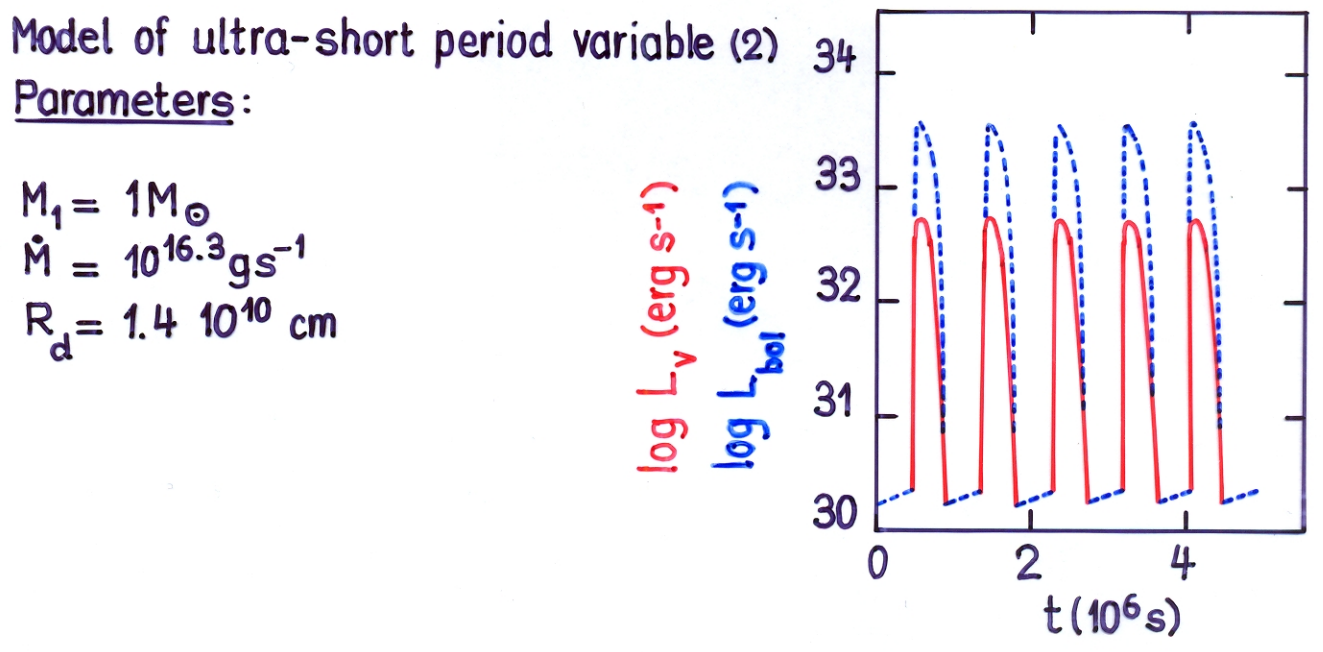
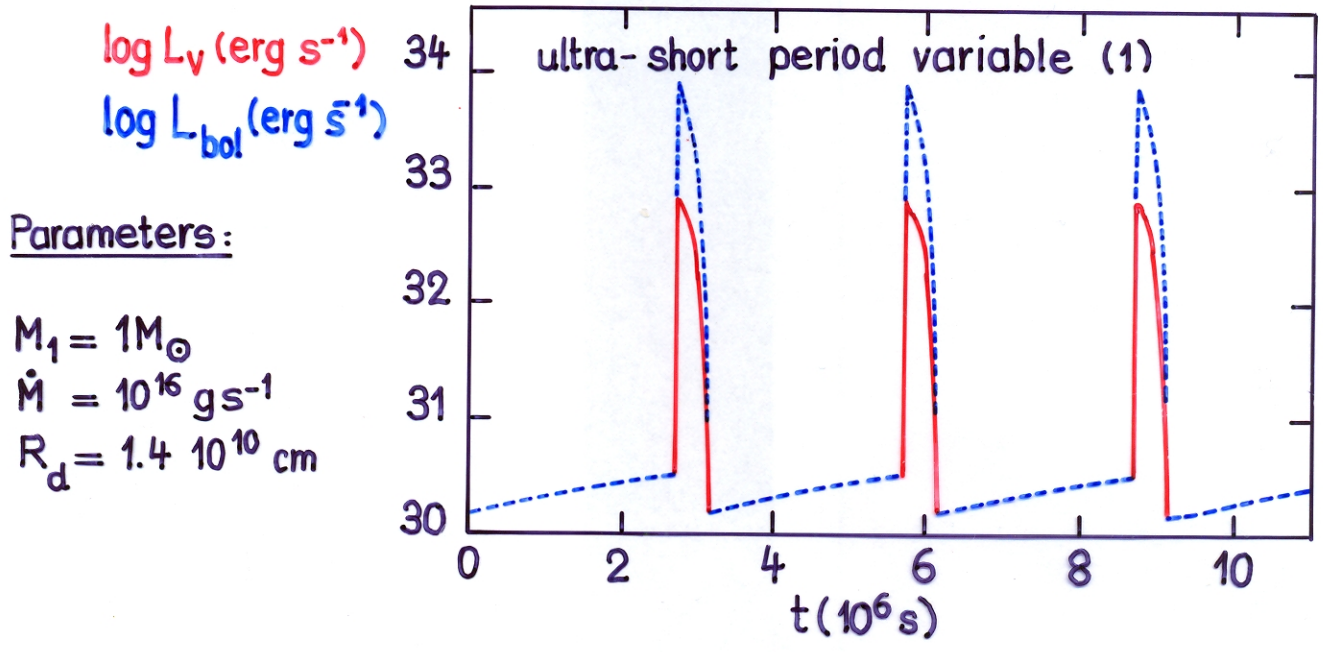
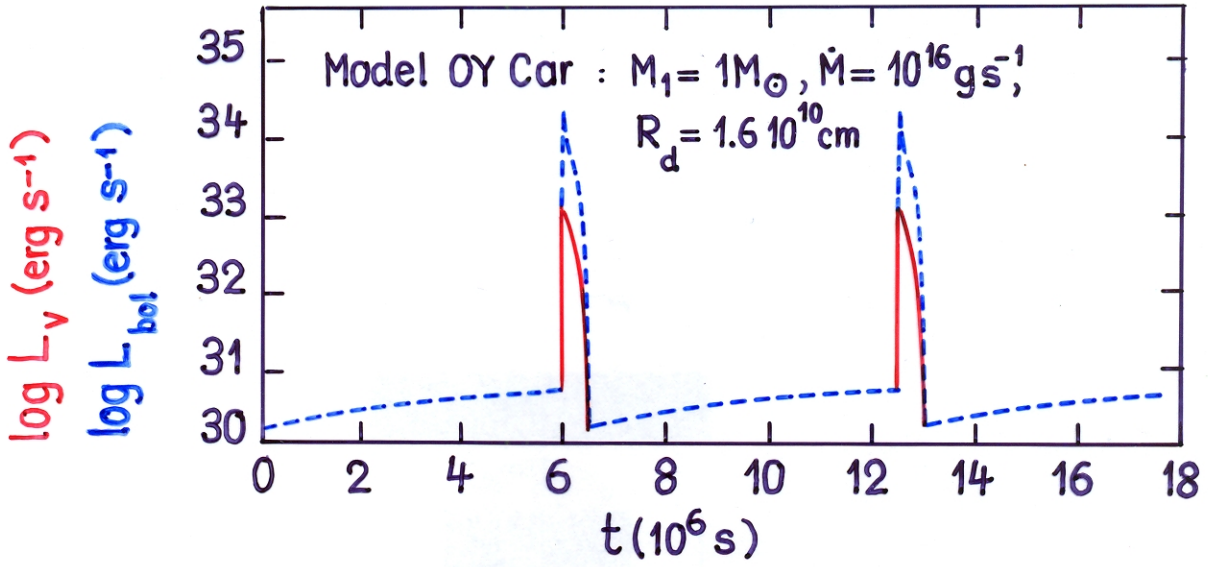
$M_1 = 1 M_\odot, R_d = 3.7 \cdot 10^{10} \text{ cm}$

- | | | | |
|---|-------------------------------|---|-------------------------------------------------------|
| 1 | $t = 0$ | 4 | $t = 2.80 \cdot 10^6 \text{ s}$ |
| 2 | $= 0.57 \cdot 10^6 \text{ s}$ | 5 | $= 4.321 \cdot 10^6 \text{ s}$, onset of instability |
| 3 | $= 1.37 \cdot 10^6 \text{ s}$ | 6 | $= 4.338 \cdot 10^6 \text{ s}$, maximal luminosity |



Outbursts in dwarf novae accretion disks

(Meyer, F., Meyer-Hofmeister, E.: 1984, Astron. Astrophys. 132, 143)



2.) Meyer-Hofmeister & Meyer (1987)

Voraussetzungen: f - Σ -Relationen von Meyer-Hofmeister (1987)
mit verbesserten α für $T \lesssim 10^4$ K (\rightarrow Figuren)

$\alpha = 0.1$, wo die Scheibe kalt ist,

$\alpha = 1.0$, wo die Scheibe heiss ist.

Parameter:	$M_1 = 1 M_\odot$	} Modell für "VW Hyi"
	$R_d = 1.3 \cdot 10^{10}$ cm	
	$R_i = 10^9$ cm $\approx R_{wz}$	
	$\dot{M}_{tr} = 3 \cdot 10^{-10} M_\odot \text{yr}^{-1}$	

Ergebnisse: \rightarrow auch Figuren

- zu Beginn eines Zyklus': der grösste Teil der Scheibe hat geringes Σ , ist optisch dünn und kalt.
- transferierte Masse wird aussen gespeichert \rightarrow Innenrand des optisch dicken und kalten Scheibenbereichs mit grossem Σ wandert mit t_{visc} nach innen.
- Instabilität setzt bei $r = 5.6 \cdot 10^9$ cm ein, nach $\sim 1.8 \cdot 10^6$ s.
- Max (L_{bol}) wird 0.26 nach dem Einsetzen der Instabilität erreicht.

3.) Smak (1984)

Voraussetzungen: α (heiss) = 0.1

α (kalt) $\approx \frac{1}{4} \alpha$ (heiss)

Parameter:

$M_1 = 1 M_\odot$

$M_2 = 0.4 M_\odot$

$R_i = R_1$

R_d frei

$\dot{M}_{tr} = 10^{17.1} \text{gs}^{-1}, 10^{16.5} \text{gs}^{-1}$

Ergebnisse: \rightarrow auch Figuren

► 3 Typen von Ausbrüchen:

Typ A: Instabilität beginnt weit aussen (hohes \dot{M}_{tr})

Typ B: " " " innen (geringes \dot{M}_{tr})

c) Voraussagen des Scheibeninstabilitäts-Modells, Systematik

► Das Scheibeninstabilitäts-Modell macht eine Reihe von sehr fundamentalen und überprüfbaren Voraussagen über das Vorkommen von Zwergnova-Ausbrüchen:

1.) \exists Zwergnova-Ausbrüche nur in Systemen, die eine Scheibe haben.

- \exists keine Ausbrüche in AM Her Systemen (keine Scheibe)
- " " " " intermediate polars (nur rudiment. Scheibe)
- Ausbrüche können dagegen in DQ Her Sternen auftreten (Scheibe vorhanden); beob. in GK Per

► Voraussage in Übereinstimmung mit Beobachtungen

2.) \exists Ausbrüche nur dann, wenn die stationäre Scheibe für geg. $M_1, \dot{M} = \dot{M}_{tr}, R_i$ und R_d Zonen unvollständiger Ionisation enthält.

- ➔ \exists keine Ausbrüche, wenn $\dot{M}_{tr} > \dot{M}_{crit} = \dot{M}_A(R_d)$ (1)
- oder $\dot{M}_{tr} < \dot{M}_{crit} = \dot{M}_B(R_i)$ (2)

Bedingung (1) für stationäre Scheiben $\hat{=} T_{eff}(R_d) > T_{crit}(R_d)$, wobei

$$\log T_{crit} (K) \approx 3.81 - 0.0676 \log \frac{R_d}{R_\odot} \quad (\text{aus Fig 4. von Meyer \& Meyer-Hofmeister 1987})$$

für $\alpha = 0.266$

Bedeutung von T_{crit} : für $T_{eff} > T_{crit}$ ist der Wasserstoff im wesentl. ionisiert

Abschätzung von \dot{M}_{crit} : Für stationäre Scheiben ist

$$T_{eff}^4(R_d) = \frac{3GM_1\dot{M}}{8\pi\sigma R_d^3} \left[1 - \sqrt{\frac{R_i}{R_d}} \right] \approx \frac{3GM_1\dot{M}}{8\pi\sigma R_d^3}$$

➔ mit $T_{eff}(R_d) = T_{crit}(R_d)$

$$\dot{M}_{\text{crit}} \approx 3.3 \cdot 10^{-8} M_{\odot}/a \left(\frac{R_d}{R_{\odot}}\right)^{2.7} \left(\frac{M_1}{M_{\odot}}\right)^{-1}$$

oder, mit $\log T_{\text{crit}} (\text{K}) = 3.81$

$$\dot{M}_{\text{crit}} \approx 1.5 \cdot 10^{-10} M_{\odot}/a \left(\frac{M_1}{M_2}\right)^{0.35} \left(\frac{R_d}{0.7 R_{1,R}}\right)^3 P^2 (\text{h})$$

Vergleich mit Beobachtungen (Smak 1982, 1983) : \rightarrow Figur

- Systeme mit $\dot{M}_{\text{tr}} > \dot{M}_{\text{crit}}$ sind entweder UX UMa-Systeme oder alte Novae. Alle diese Systeme zeigen keine Ausbrüche, wie vorhergesagt.
- Alle Systeme mit $\dot{M}_{\text{tr}} < \dot{M}_{\text{crit}}$ zeigen Ausbrüche, wie erwartet
- Grenzfälle mit $\dot{M}_{\text{tr}} \approx \dot{M}_{\text{crit}}$ sind Z Cam-Systeme
- unterhalb der Periodenlücke ($P \lesssim 2^{\text{h}}$) sollte es keine UX UMa-Systeme geben. Der Grund:

säkulare Entwicklung mit $\dot{J} = \dot{J}_{\text{GR}} \rightarrow \dot{M}_{\text{tr}} \lesssim 10^{-10} M_{\odot}/a$

$\rightarrow \dot{M}_{\text{tr}} < \dot{M}_{\text{crit}} \quad \forall P : 80 \text{ min} \lesssim P \lesssim 2^{\text{h}}$

Beobachtung: \exists keine UX UMa Systeme mit $P < 2^{\text{h}}$

► alle Voraussagen in Übereinstimmung mit Beobachtungen

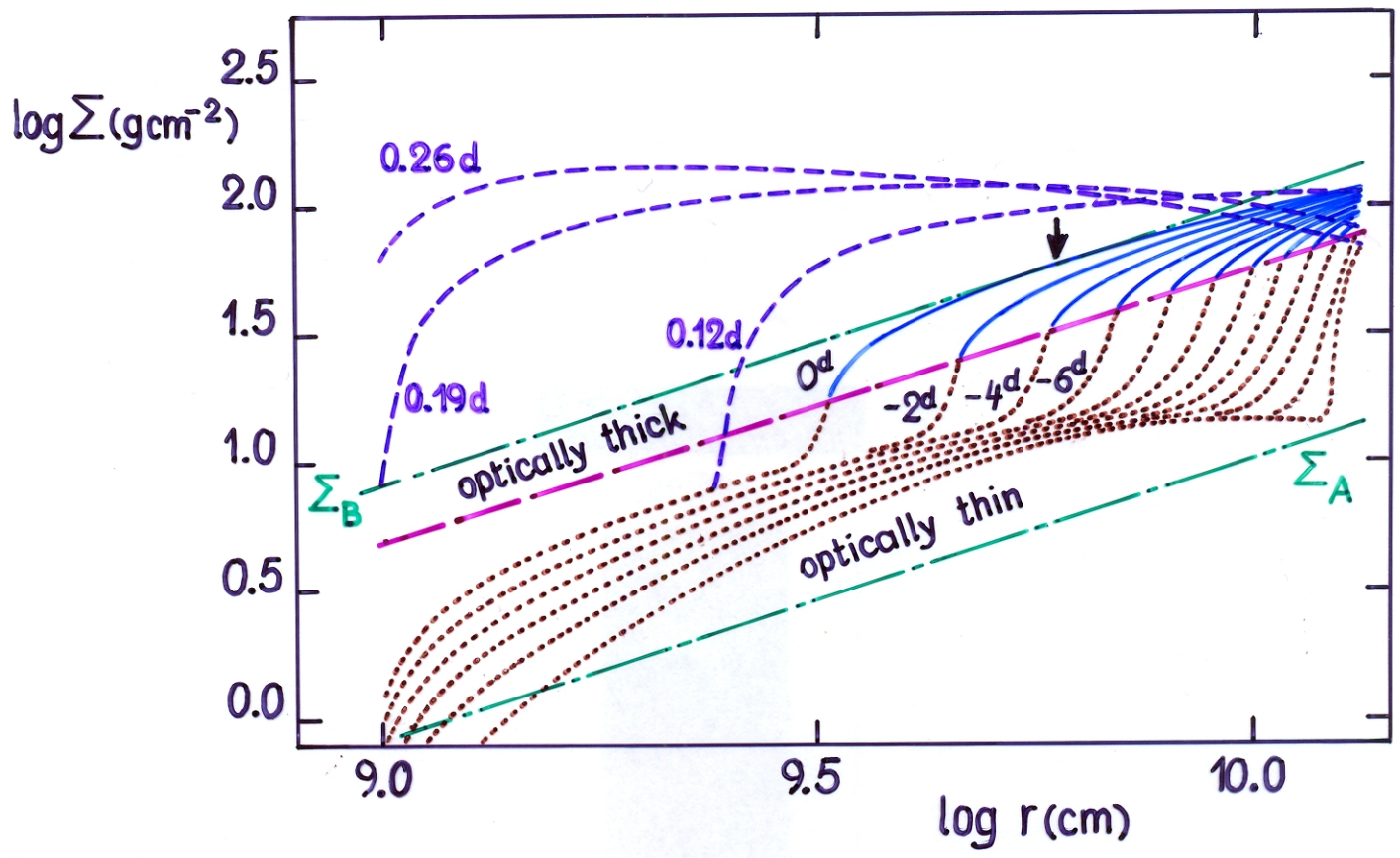
3.) Ob in einem System Zwergnova Ausbrüche vorkommen können, hängt nicht explizit von den Eigenschaften des Sekundärsterns, wie z.B. Masse, T_{eff} bzw. Spektraltyp, und damit auch nicht von P ab.

(\exists aber indirekte Abhängigkeit, da \dot{M}_{tr} und $R_d \sim R_2 q^{0.45}$ von M_2 & R_2 abhängen)

► Beobachtung: \exists Zwergnova Ausbrüche $\forall P : 80 \text{ min} \lesssim P \lesssim 2^{\text{h}}$
(\rightarrow Periodenhistogramme der U Gem-, Z Cam- und SU UMa-Sterne)

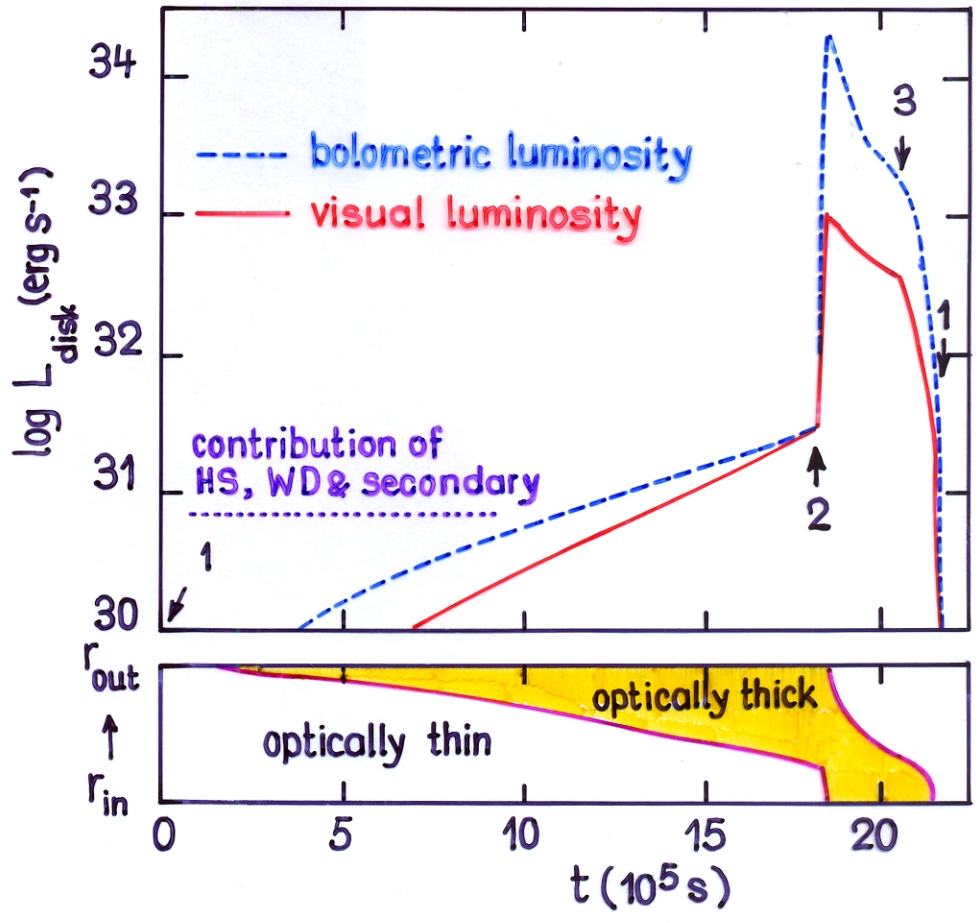
Outbursts in dwarf novae accretion disks

(Meyer-Hofmeister, E., Meyer, F.: 1988, Astron. Astrophys. 194, 135)



Parameters:

$M_1 = 1 M_\odot$
 $\dot{M} = 3 \cdot 10^{-10} M_\odot \text{ yr}^{-1}$
 $R_d = 1.3 \cdot 10^{10} \text{ cm}$



- 1: state of lowest Σ
- 2: start of heating wave
- 3: start of cooling wave

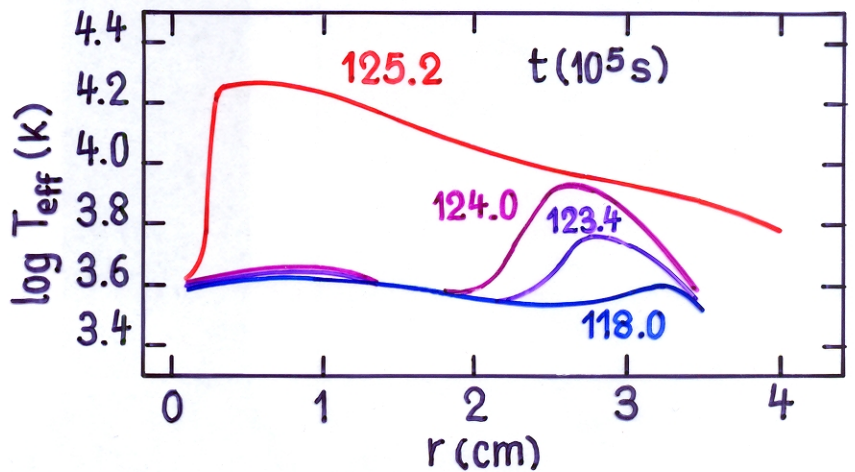
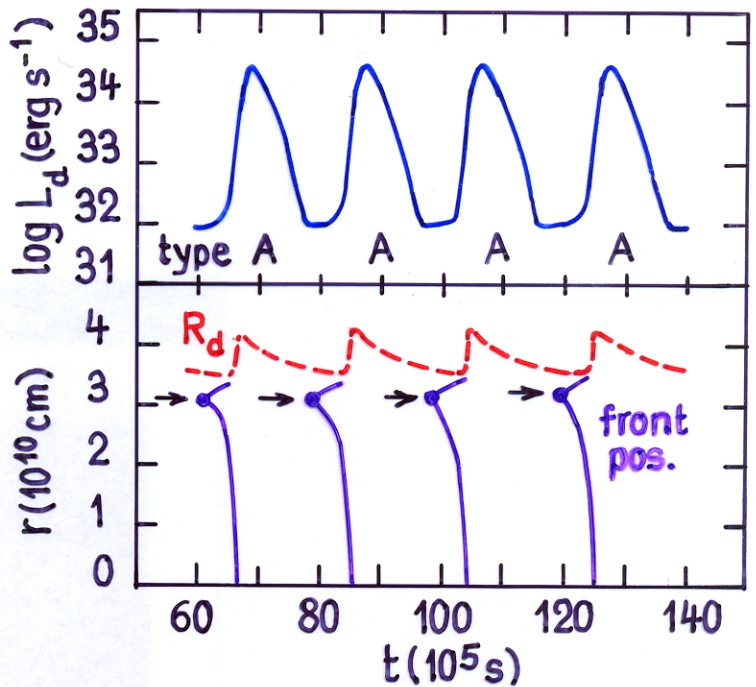
Outbursts in dwarf novae accretion disks

(Smak, J. : 1984, Acta Astron. 34, 161)

$M_1 = 1 M_{\odot}$
 $M_2 = 0.4 M_{\odot}$
 $\dot{M}_{tr} = 10^{17.1} \text{ g s}^{-1}$
 $R_i = R_1$

$\alpha(\text{hot}) = 0.1$
 $\alpha(\text{cool}) \approx \frac{1}{4} \alpha(\text{hot})$

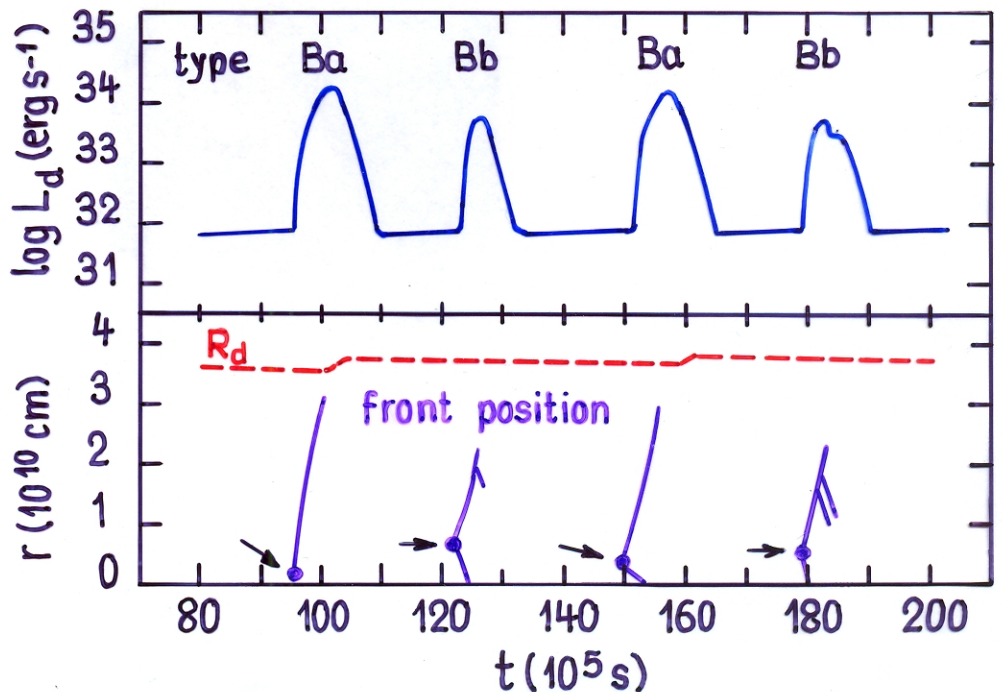
→ outbursts of type A, i.e. onset of instability far out. ($\sim 3 \cdot 10^{10}$ cm)



Parameters as above, but

$\dot{M}_{tr} = 10^{16.5} \text{ g s}^{-1}$

→ outbursts of type B (a,b), i.e. onset of the instability near the center



The occurrence of dwarf nova outbursts as a function of \dot{M} and R_d :

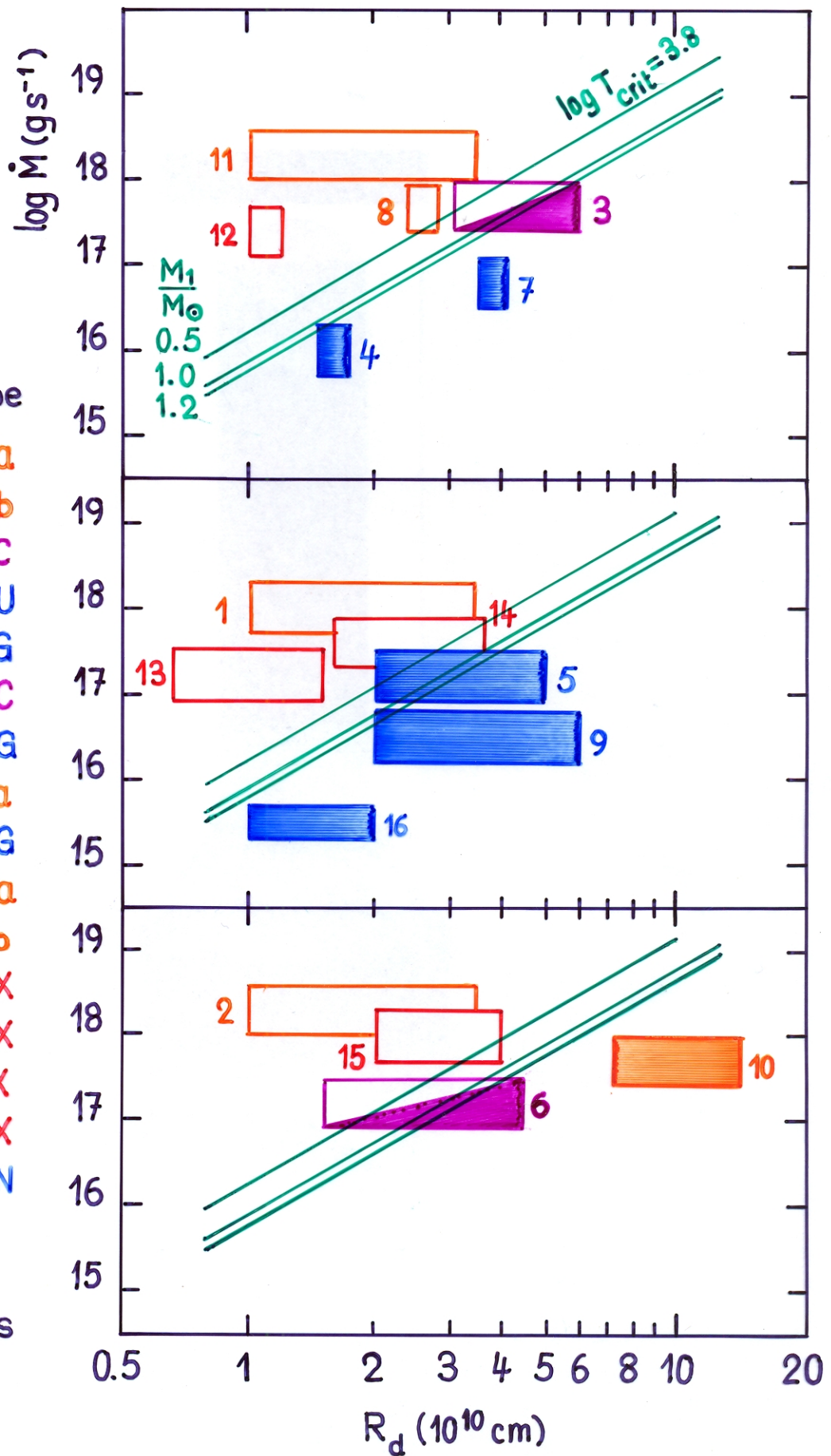
Disk instability model versus observations

(Smak, J.: 1982, Acta Astron. 32, 213
 Smak, J.: 1983, Astrophys. J. 272, 234)

Identifications

No.	System	Type
1	V603Aql	Na
2	T Aur	Nb
3	Z Cam	ZC
4	Z Cha	SU
5	SS Cyg	UG
6	EM Cyg	ZC
7	U Gem	UG
8	DQ Her	Na
9	RU Peg	UG
10	GK Per	Na
11	RR Pic	Nb
12	LX Ser	UX
13	RW Tri	UX
14	RW Tri	UX
15	UX UMa	UX
16	USP DN	DN

■ outbursts
 □ no outbursts



4.) Die Helligkeit des Hot Spots ändert sich nicht wesentlich über den Ausbruchszyklus, insbesondere nicht zu Beginn eines Ausbruchs, da $\dot{M}_{tr} \approx \text{const.}$

▶ Stimmt mit Beobachtungen überein (→ Beob. des Beginns eines Ausbruchs in OY Car)

5.) R_d variiert in charakteristischer Weise über einen Ausbruchszyklus. (Der Grund: Umverteilung und Einstrom von Masse und Drehimpuls in die Scheibe).

Im Minimum: Einstrom von Masse mit spez. Drehimpuls

$$\dot{j}_i \approx \dot{j}_{L_1, M_1} < \dot{j}_{\text{Scheibe}} \rightarrow \dot{j}_{\text{Scheibe}} \downarrow$$

→ $R_d \downarrow$, Lage des Hot Spots ändert sich auch

Im Ausbruch: gespeicherte Materie wird innerhalb von t_{visc} akkretiert, der Drehimpuls muss nach aussen diffundieren → $\dot{j}_{\text{Scheibe}} \uparrow$ → $R_d \uparrow$

→ Rechnungen von Smak (1984)

▶ In Übereinstimmung mit Beobachtungen, → Beispiele: Z Cha, U Gem & IP Peg

▶ N.B. Das Massentransfer-Instabilitäts-Modell kommt in einigen Punkten (z.B. 3, 4, & 5) zu anderen Voraussetzungen.

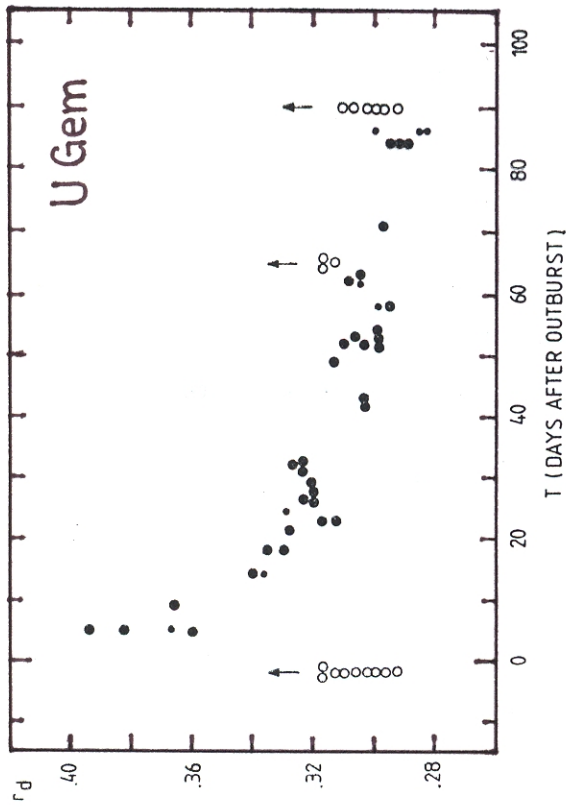


Fig. 1. Variations of the disk-radius. Small symbols are of lower weight. Open circles are from eclipses observed at the onset of an outburst.

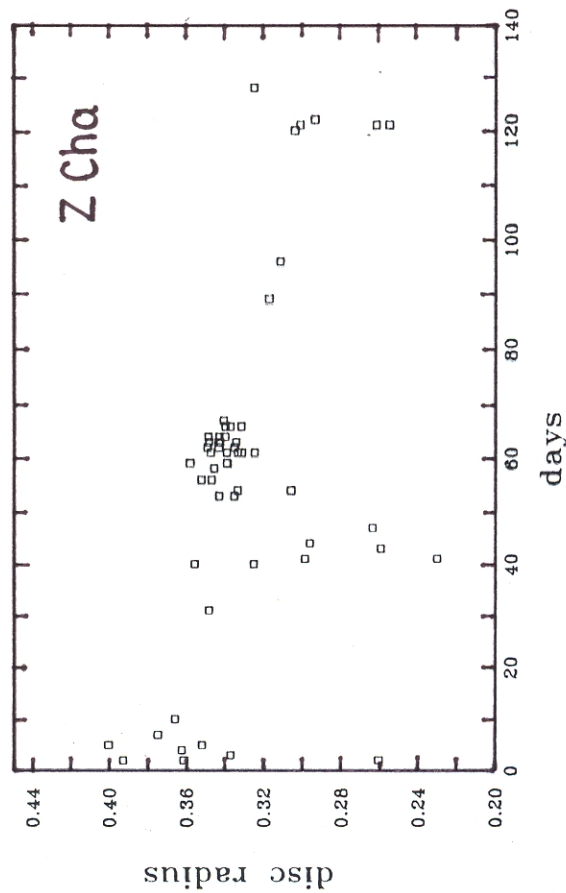


Fig. 2. Disc radius versus time since the last outburst.

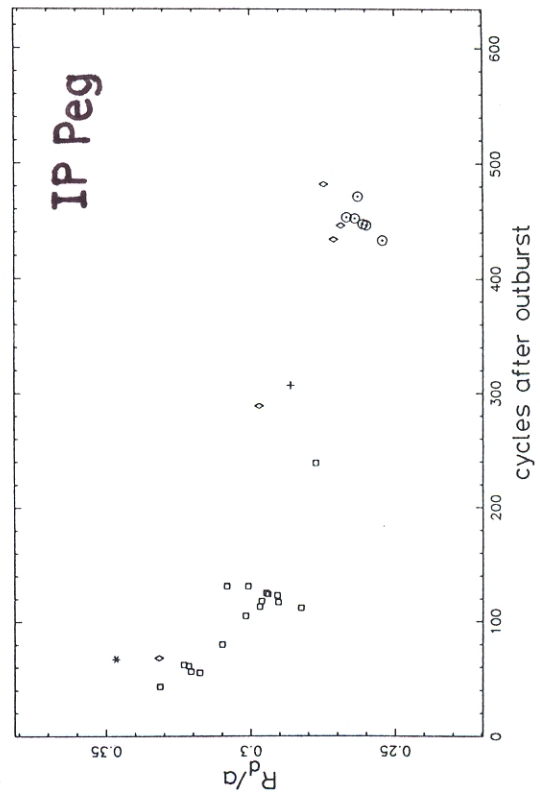


Figure 6. Radii of the accretion disc. The accretion disc radii calculated for $\Delta\phi_w = 0.0863$ and $q = 0.490$. Different symbols are used for measurements made in different outburst cycles. (a) Disc radius versus number of cycles after outburst.

Quellen:

Z Cha: Zola, S.: 1989, Acta Astron. 39, 45

U Gem: Smak, J.: 1984, Acta Astron. 34, 93

IP Peg: Wood, J.H., Marsh, T.R., Robinson, E.L., Stiening, R.F., Horne, K., Stover, R.J., Schoembs, R., Allen, S.L., Bond, H.E., Jones, D.H.P., Grauer, A.D., Ciardullo, R.: 1989, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 239, 809

d) Erweiterungen des Standard - DIMs

- Viele Beobachtungen werden durch das Standard-DIM nicht richtig, oder gar nicht reproduziert. Wahrscheinlicher Grund: zu einfache Modelle. Daher sind Erweiterungen des Modells erforderlich.

d1) Probleme des Standard-DIMs bei Zwergnova-Ausbrüchen (Auswahl)

Voraussagen des Standard DIMs	Beobachtungen
<p>∃ praktisch immer nur "inside-out" Ausbrüche, wenn α_h und α_c räumlich konstant.</p>	<p>∃ mindestens 2 Grundtypen von Ausbrüchen, die sich in unregelmässiger Folge abwechseln: Typ A = "outside-in" und Typ B = "inside-out". → Schema Beispiel: Lichtkurve von SS Cyg.</p>
<p>$R_d = \text{const.}$ (Annahme)</p>	<p>R_d variiert (→ U Gem, Z Cha, OY Car)</p>
<p>es ist schwierig, Ausbrüche mit langen Wiederholungszeiten, d.h. kleinem duty cycle zu erhalten.</p>	<p>∃ viele Systeme mit rel. langen Wiederholungszeiten (→ U Gem im Vergleich zu SS Cyg; im Extremfall $t_{\text{quiesc.}} \approx 30\alpha$ bei WZ Sge)</p>
<p>∃ keine Erklärung für das Z Cam Phänomen</p>	<p>Z Cam Phänomen, d.h. Wechsel zwischen Standstills und Ausbrüchen</p>
<p>gleichzeitiger Beginn eines Ausbruchs im optischen und UV</p>	<p>Ausbruch setzt im UV verzögert ein; sog. UV-delay, $\approx 0.5 - 1^d$. (→ VW Hyi)</p>
<p>schnelle Abnahme der UV- und Röntgenhelligkeit nach Ende eines Ausbruchs.</p>	<p>relativ langsame Abnahme der UV- und Röntgenhelligkeit nach dem Ende eines Ausbruchs.</p>