

Fig. 9.—The *Ginga* 1–37 keV and 9–37 keV light curves of the 1991 outburst of XN 1124—683 (Ebisawa et al. 1994).

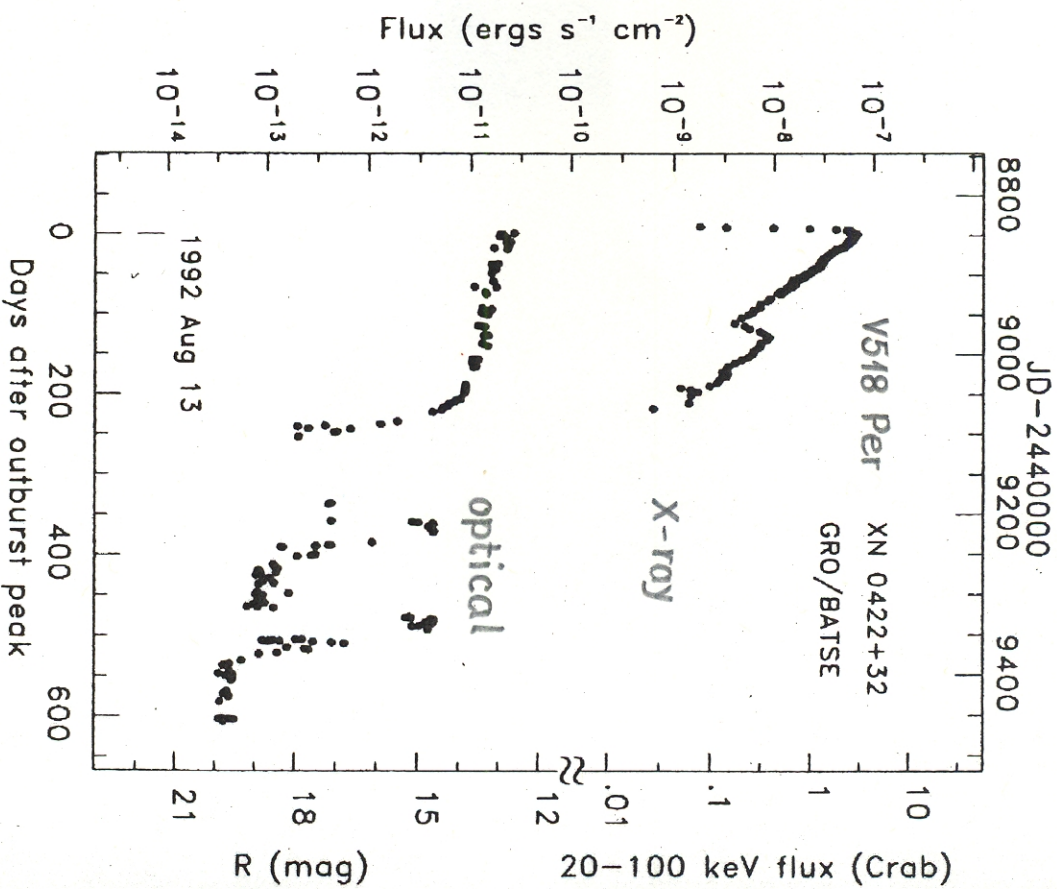


Fig. 10.—The *CGRO/BATSE* 20–100 keV X-ray and *R*-band optical light curves of the 1992 outburst of XN 10422 + 32 (Paciassas et al. 1995; Callanan et al. 1995; Tanaka 1993).

X-ray and optical light curves of X-ray novae

(Chen, W., Shrader, C.R., Livio, M.: 1997, ApJ 491, 312)

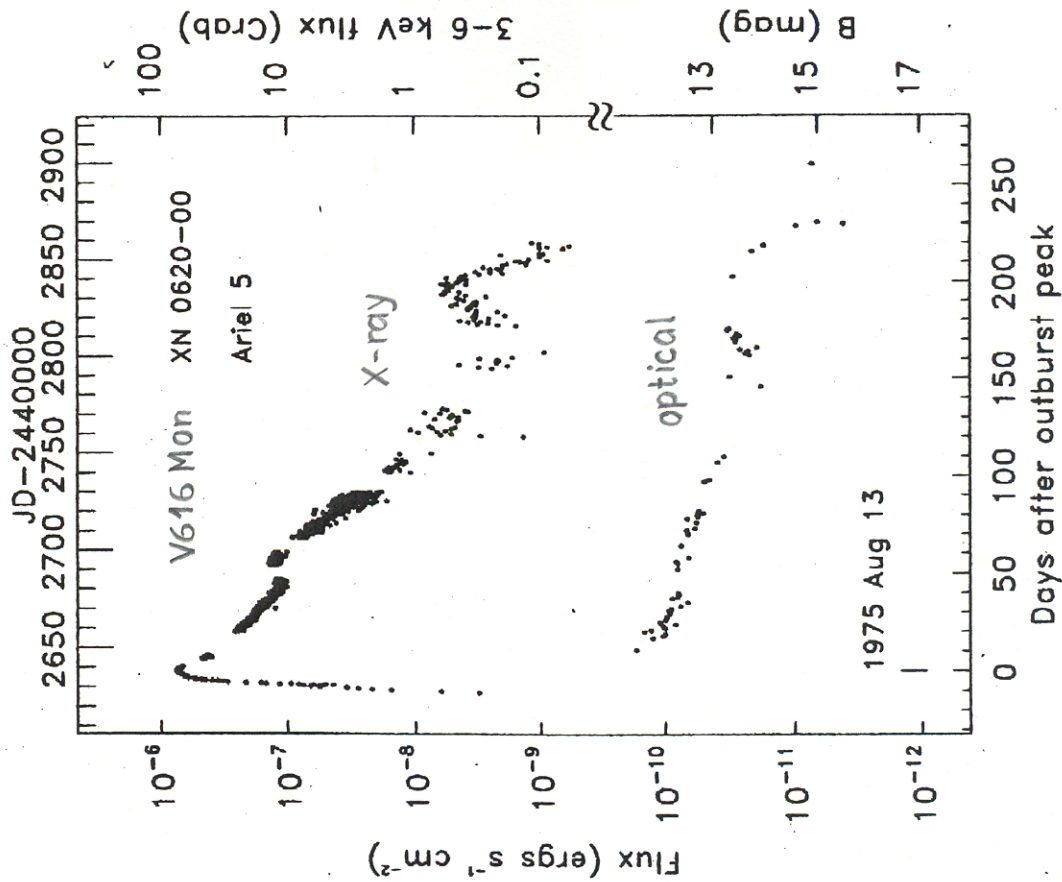


FIG. 20.—The *Ariel 5* 3–6 keV X-ray and *B*-band optical light curves of the 1975 outburst of XN 0620–00 (Kaluziński et al. 1977; Elvis et al. 1975; Tsunemi, Matsuoka, & Takagishi 1977).

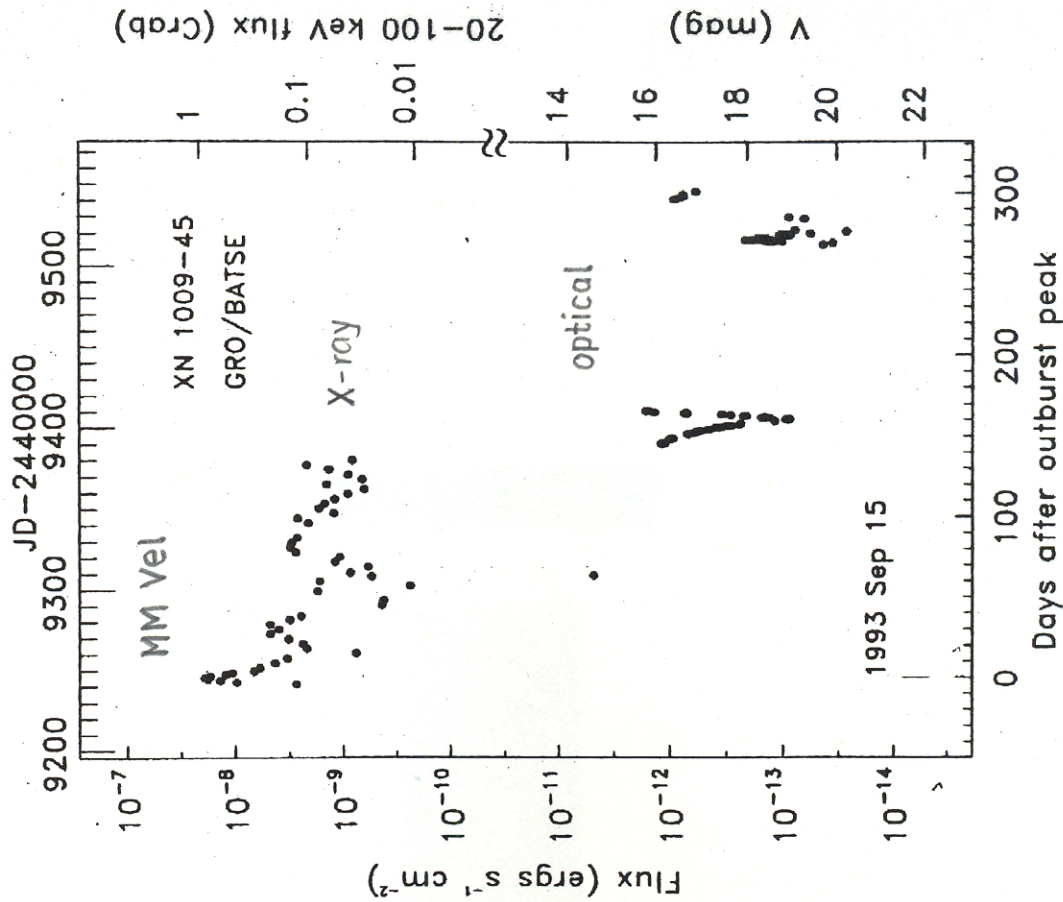


FIG. 22.—The CGRO/BATSE 20–100 keV hard X-ray and *V*-band optical light curves of the 1993 outburst of XN 1009–45 (Paciesas et al. 1995; Bailyn & Orosz 1995).

2. Theoretische Überlegungen

2.1. Ausbrüche der SXTs im Lichte des Standard-DIM

- ▶ **Standard-DIM:**
 - 2α -Modell mit $\alpha_h > \alpha_c$, $\partial\alpha/\partial r = 0$
 - $f(\Sigma)$ -Relationen ohne Heizung durch Gezeiten, ohne Heizung durch den Hot Spot
 - fester äusserer Scheibenradius
 - keine Verdampfung
 - kein Magnetfeld
 - keine Bestrahlung
- } $\rightarrow R_i = R_{NS}$ oder $3R_s$
- ▶ **Ergebnisse numerischer Rechnungen zeigen, dass das Standard-DIM grosse Probleme hat, viele der beobachteten Eigenschaften der SXTs zu erklären, u.a.**
 - die lange Dauer der Ausbrüche,
 - die exponentielle Abnahme der Helligkeit im Ausbruch (bei den Systemen mit FRED-Lichtkurven),
 - die sehr langen Ruhezeiten,
 - die beobachtete Röntgenhelligkeit und Spektrum dieser Strahlung im Minimum.
 - ➔ **Das Standard-DIM muss modifiziert (erweitert) werden, und zwar durch Berücksichtigung der**
 - Verdampfung des Innenbereichs der Scheibe im Minimum und der Akkretion über einen ADAF (= advection-dominated accretion flow) bei Schwarzen Löchern, oder der Wirkung des "Propeller-Effekts" bei einem (magnetisierten) Neutronenstern.
 - Bestrahlung der Scheibe während eines Ausbruchs.

2.2 Der Innenrand der Scheibe während des Minimums

- Beobachtung: $\log \frac{L_{min}}{\text{erg/s}} \approx 31.5 \pm 1.2$ (1 σ) für BH-SXTs } \rightarrow Tabellen
 $\log \frac{L_{min}}{\text{erg/s}} \approx 32.6 \pm 0.6$ (1 σ) für NS-SXTs }

► Was folgt aus der Tatsache, dass L_{min} zwar sehr klein, aber $\neq 0$ ist?

a) L_{min} kann nicht durch die Akkretion aus einer kalten, stationären Scheibe mit Innenrand bei $R_i = 3R_s = 6GM_{BH}/c^2$ für BHSXTs oder $R_i \approx R_{NS} \approx 10\text{km}$ für NS-SXTs erklärt werden.

Begründung: Damit die Scheibe auch bei $r = R_i$ noch kalt, d.h. $T_{eff}(R_i) < T_H \approx 6000\text{K}$ ist, muss

$$\dot{M}_{accr} < 1.3 \cdot 10^{-21} \frac{M_\odot}{a} \left(\frac{R_i}{10\text{km}}\right)^3 \left(\frac{T_H}{6000\text{K}}\right)^4 \left(\frac{M_1}{M_\odot}\right)^{-1}$$

sein, d.h.

$$L_{accr} \approx \frac{GM_1 \dot{M}_{accr}}{R_1} \lesssim 10^{25} \text{erg s}^{-1} \left(\frac{R_i}{10\text{km}}\right)^2 \left(\frac{T_H}{6000\text{K}}\right)^4 \ll L_{min}$$

b) L_{min} kann auch nicht durch die Akkretion aus einer stationären, heißen Scheibe, die bis $r = R_i$ geht, erklärt werden!

Begründung: Damit $L_{accr} \approx L_{min}$, muss

$$\dot{M}_{accr}(L_{min}) \approx \frac{L_{min} R_i}{GM_1} \approx 10^{-13} \frac{M_\odot}{a} \left(\frac{L_{min}}{10^{33}\text{erg/s}}\right) \left(\frac{R_i}{10\text{km}}\right) \left(\frac{M_1}{M_\odot}\right)$$

Mit diesem Wert für \dot{M}_{accr} kann die Scheibe aber nur bis zum Radius

$$R_{max} = \left(\frac{3L_{min} R_i}{8\pi\sigma T_H^4}\right)^{1/3} \approx 10^9 \text{cm} \left(\frac{L_{min}}{10^{33}\text{erg/s}}\right)^{1/3} \left(\frac{R_i}{10\text{km}}\right)^{1/3} \left(\frac{T_H}{6500\text{K}}\right)^{-4/3}$$

heiss, d.h. $T_{eff} > T_H$ sein. Da $R_{max} \ll R_{disk} \forall$ beobachteten Systeme, müsste in einer solchen Scheibe im Bereich $R_i < r < R_{max}$ heiss, und im Bereich $R_{max} < r < R_{disk}$ kalt sein. \rightarrow Eine solche Scheibe kann nicht stationär sein. $\rightarrow \exists$ Veränderungen (Ausbrüche) auf Zeitskalen $\tau \approx \tau_{visc} \ll t_q = \text{Dauer des Minimums} \rightarrow \text{Widerspruch!}$

Systems with a black hole primary

Source name(s)	outburst(s) (year)	orbital period (d)	secondary spectral type	M_{BH} (M_{\odot})	rec. time (yr)	distance (kpc)	$\log L_{\text{min}}$ (erg/s)
KV UMa	XNova UMa 2000	0.169930	K7V - M0V	6.9	>30	1.9	
V518 Per	XNova Per 1992	0.212160	M4-5V	> 4.2	30	2.2	30.9
MM Vel	XNova Vel 1993	0.285206	K7V- M0V	4.2	>30	8 ?	
V616 Mon	XNova Mon	0.323014	K3V	3.8	58	0.87	30.5
QZ Vul	XNova Vul 1988	0.344092	K3-6V	8.5	>30	2	30.4
V406 Vul	XNova Vul 1999	0.382	G5	> 7.4	>30		
GU Mus	XNova Mus 1991	0.4333	K3-4V	7.0	>30	2.8	<32.4
V2107 Oph	XNova Oph 1977	0.523	K5V	6.7	>30	4.3	32.9
IL Lup	XNova Lup	1.123	A2V	5.2	~10	8.1	<31.5
V1033 Sco	XNova Sco 1994	2.62168	F6V - G0V	5.4	>30	3.2	31.3
V4641 Sgr	XNova Sgr 1999	2.81730	B9III	10.2	>30	9.6	
V404 Cyg	XNova Cyg	6.4714	K0III-V	12.5	10-20	3.5	33.2

Systems with a neutron star primary

Source name(s)	outburst(s) (year)	orbital period (d)	secondary spectral type	M_{NS} (M_{\odot})	rec. time (yr)	distance (kpc)	$\log L_{\text{min}}$ (erg/s)
V4580 Sgr	1996, 1998	0.083902		1.4*	2:	2.5	31.5
UY Vol		0.159338		1.4*	?	10	33.0
V1727 Cyg		0.218259	F7V	1.4*	?	6.3	32.8
LZ Aqr	1998	0.24822		1.4*	?	8	
		0.5150		1.4*	0.5	7	
V822 Cen	1969, 1979	0.629063	K7III	1.3	10:	1.2	32.4
V1333 Aql		0.78950	K7V	1.4*	1	2.5	32.6
QX Nor	frequent	4.1 :		1.4*	0.2 - 2	3.6	33.2
	1995, 1997	11.8367		1.4*	1	>7	<36.9

*) assumed value

- ▶ → Die Scheibe muss ein Loch haben, d.h. $R_i \gg 3R_s, R_{NS}$!

c) Verdampfung, ADAFs, Propeller, ...

- ▶ Im Minimum wird die Materie weit innen nicht über eine stationäre, geometrisch dünne Scheibe akkretiert.
- ▶ Entstehung des Lochs im Minimum durch Verdampfung der Scheibe.
 → R_i bestimmt durch die Bedingung $\dot{M}_{\text{disk}}(R_i) = \dot{M}_{\text{ev}}(R_i)$, wobei

$$\dot{M}_{\text{ev}}(r) \approx 6.3 \cdot 10^{-11} \frac{M_{\odot}}{\alpha} \left(\frac{M_1}{M_{\odot}}\right)^{2.34} \left(\frac{r}{R_{\odot}}\right)^{-1.17} \quad (\text{Meyer-Hofmeister \& Meyer 1999})$$

ist.

- ▶ N.B. starke Abhängigkeit von \dot{M}_{ev} von M_1 !

- ▶ Bei den beobachteten SXTs ist $L_{\text{accr}}(\dot{M}_{\text{ev}}) \approx \frac{GM_1 \dot{M}_{\text{ev}}(R_i)}{R_1} \gg L_{\text{min}}$!

→ Wo bleibt die Energie?

- ▶ Bei BH-SXTs: Numerische Rechnungen (z.B. Meyer-Hofmeister & Meyer 1999) zeigen, dass nur ein Teil ($\sim 50\%$) von \dot{M}_{tr} wird im Minimum akkretiert. Ca. $1/3$ bleibt in der äusseren Scheibe, ca. $2/3$ verdampft, davon geht ein Teil (ca. 20%) über einen Wind verloren, der Rest (ca. 50% von \dot{M}_{tr}) wird über einen ADAF (= advection dominated accretion flow) akkretiert (→ Schema).

ADAF: Hier ist die viskose Zeitskala $t_{\text{visc}} \ll t_{\text{cool}}$, die Kühlungszeitskala des optisch dünnen, heissen koronalen Gases (→ Schema). → Die durch viskose Reibung als Wärme freigesetzte Energie verschwindet mit der Materie im BH, ohne effektiv abstrahlen zu können!

- ▶ Bei NS-SXTs: ADAF-Argument funktioniert nicht, da ein NS eine "harte" Oberfläche hat! Da $L_{\text{accr}}(\dot{M}_{\text{ev}}, R_{\text{NS}}) \gg L_{\text{min}}$,

muss man in diesem Fall schliessen, dass $\dot{M}_{\text{accr}} \ll \dot{M}_{\text{ev}}$ ^{7.26} ^{7/10}

Wie geht das? Möglicherweise durch den Propeller-Mechanismus; wenn für den rotierenden, magnetisierten NS

$$r_{\text{mag}}(\dot{M}_{\text{ev}}) \gg r_{\text{co}}(\Omega_{\text{NS}}) = \left(\frac{GM_{\text{NS}}}{\Omega_{\text{NS}}^2} \right)^{1/3}$$

r_{mag} = Magnetosphärenradius des NSs
 r_{co} = Korotationsradius des NSs.

d) Folgen der Verdampfung (→ Ergebnisse numerischer Rechnungen)

- es entsteht ein Loch mit $R_i \approx 10^{10} \text{cm}$
- $\sum_{\text{B}}(R_i) \gg \sum_{\text{B}}(3R_s), \sum_{\text{B}}(R_{\text{NS}})$ → viel grösseres "Fassungsvermögen" der Scheibe
- ein wesentlicher Teil von \dot{M}_{tr} wird während des Minimums verdampft → Scheibe speichert Masse langsamer als ohne Verdampfung! → Verlängerung der Ruhezeit!
- bei hinreichend kleinem \dot{M}_{tr} wird $\dot{M}_{\text{ev}} = \dot{M}_{\text{tr}}$ bevor irgendwo in der Scheibe $\Sigma = \Sigma_{\text{B}}$ erreicht wird. → ∃ keine Ausbrüche mehr → ∃ möglicherweise eine "unsichtbare" Population von NSLMXBs und vor allem von BHLMXBs (da $\dot{M}_{\text{ev}} \sim M_1^{2.34}$), die keine Ausbrüche haben und den SXTs im Minimum ähnlich sind. Wenn \dot{M}_{tr} nur wenig grösser als die kritische Rate ist, bei der die Ausbrüche verschwinden → sehr lange Ruhezeiten! (→ Menou, Narayan & Lasota 1999; Meyer-Hofmeister & Meyer 2000)
- da $R_i \approx 10^{10} \text{cm} \gg 3R_s, R_{\text{NS}}$, bei Beginn des Ausbruchs kommen die Röntgenstrahlen mit Verzögerung $\tau \approx \tau_{\text{visc}}(R_i)$ (Analog zum UV-delay bei Zwergnovae).

Cool disk, Corona, ADAF, and coronal flow pattern (schematic)

(Meyer-Hofmeister, E., Meyer, F.: 1999, A&A 348, 154;
Meyer, F., Liu, B.F., Meyer-Hofmeister, E.: 2000, A&A 361, 175)

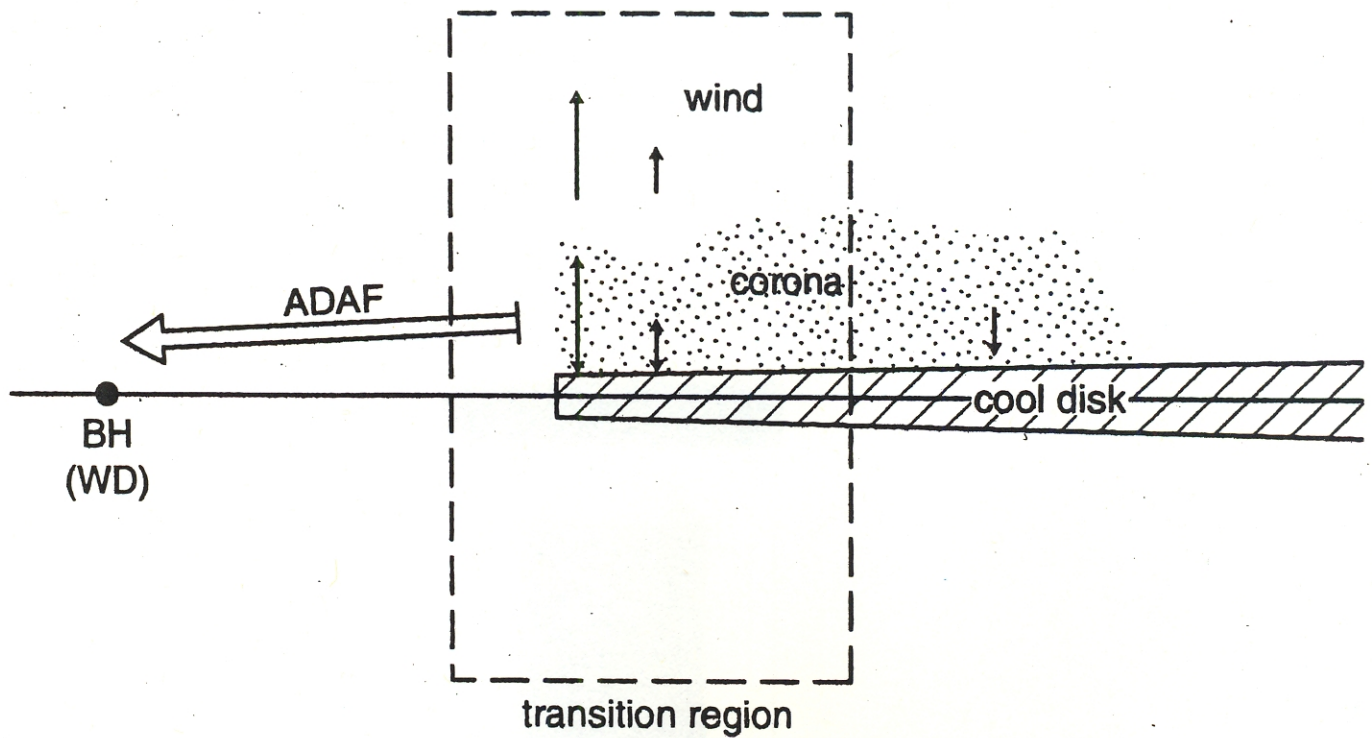


Fig. 1. Schematic drawing of cool disk, corona and ADAF

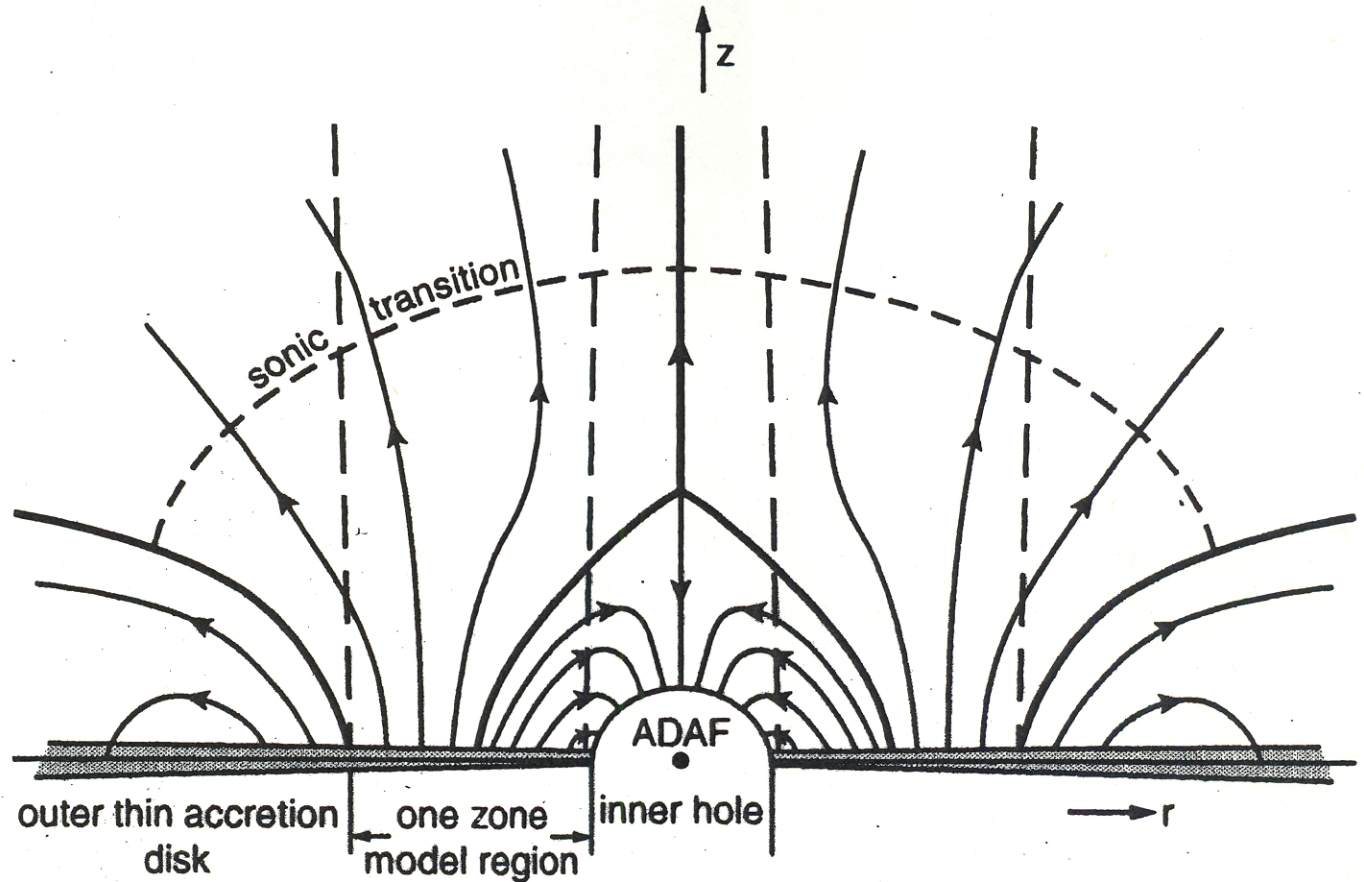


Fig. 1. Coronal mass flow pattern (schematic). Convective circulations will be superimposed.

Black hole soft X-ray transients: evolution of the cool disk and mass supply for the ADAF

(Meyer-Hofmeister, E., Meyer, F.: 1999, A&A 348, 154)

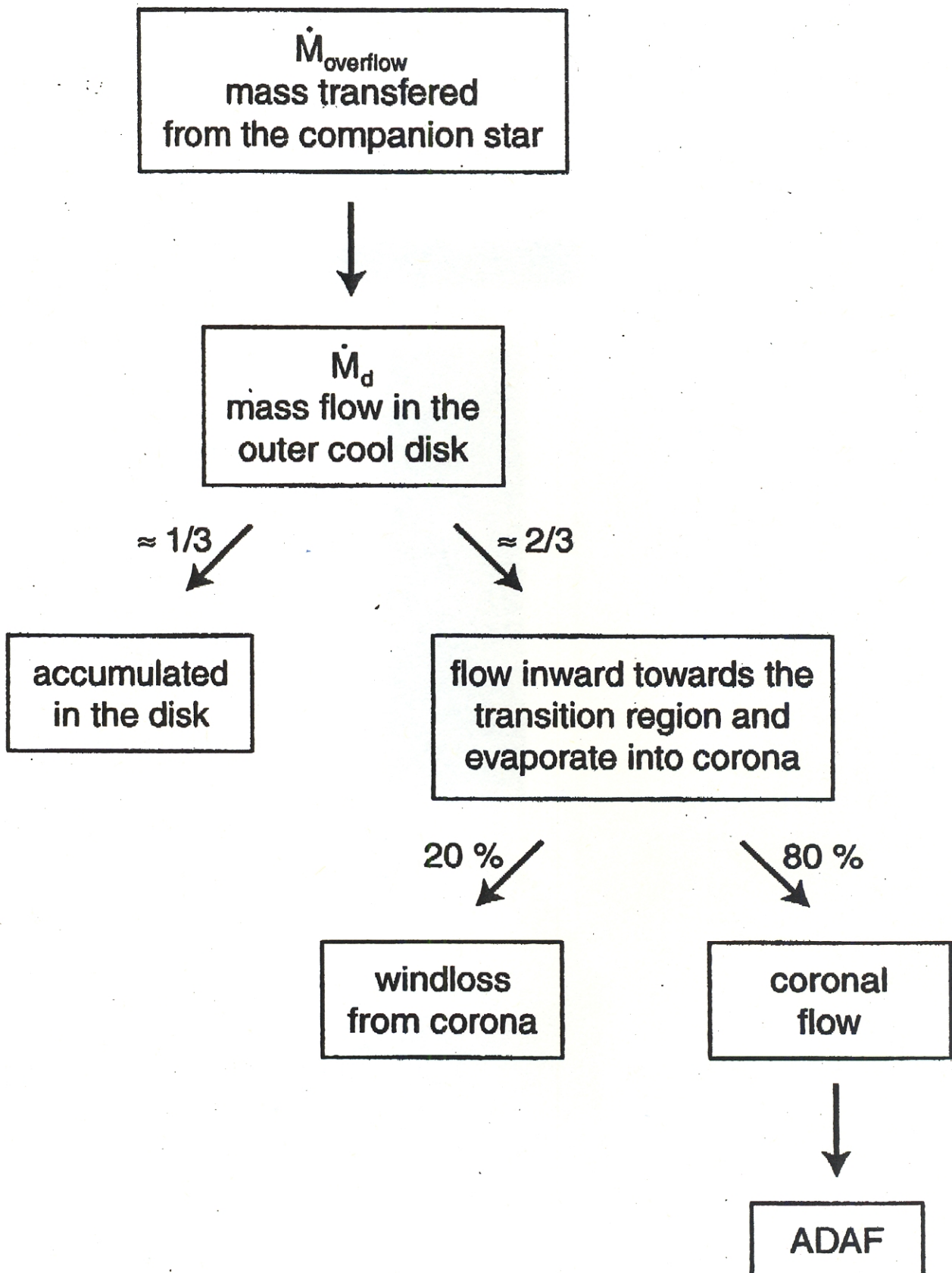


Fig. 6. Rate of the advection dominated accretion flow resulting from mass transfer from the companion star, model for A0620

Disk evaporation in low-mass X-ray transients

(Meyer-Hofmeister, E., Meyer, F.: 1999, A&A 348, 154
 Meyer-Hofmeister, E., Meyer, F.: 2000, A&A 355, 1073)

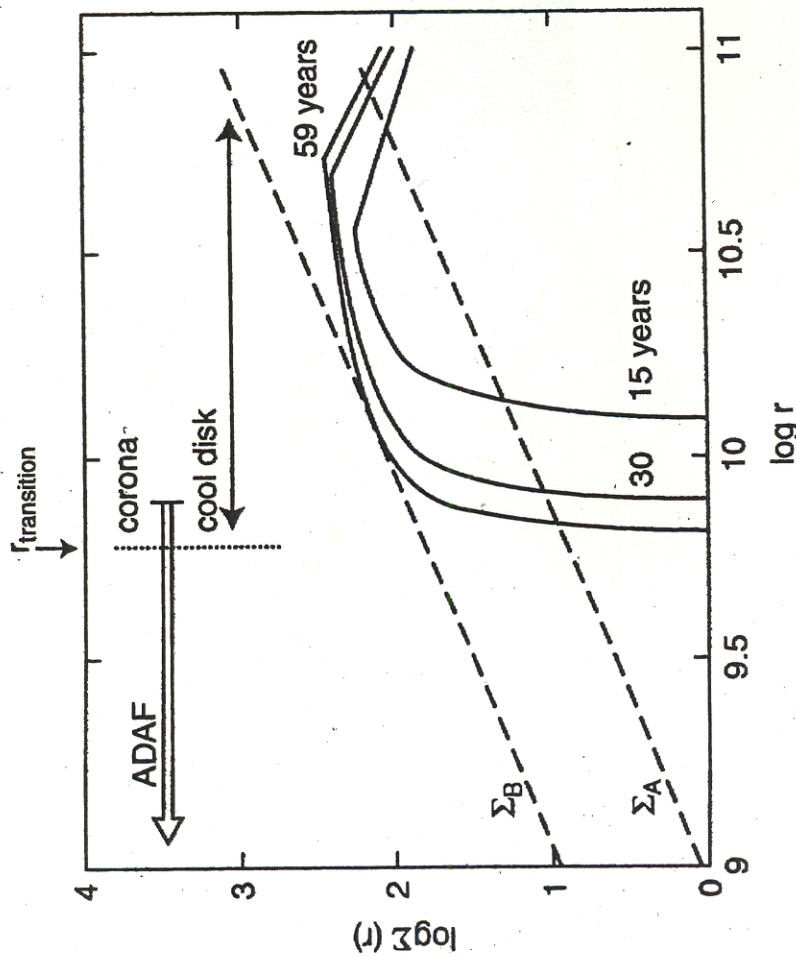


Fig. 3. Disk evolution of A0620, "standard case", accumulation of matter in quiescence. Σ_A and Σ_B critical surface densities. For the surface densities between these values two states, hot and cold, are possible. When accumulation of matter reaches Σ_B an outburst sets in

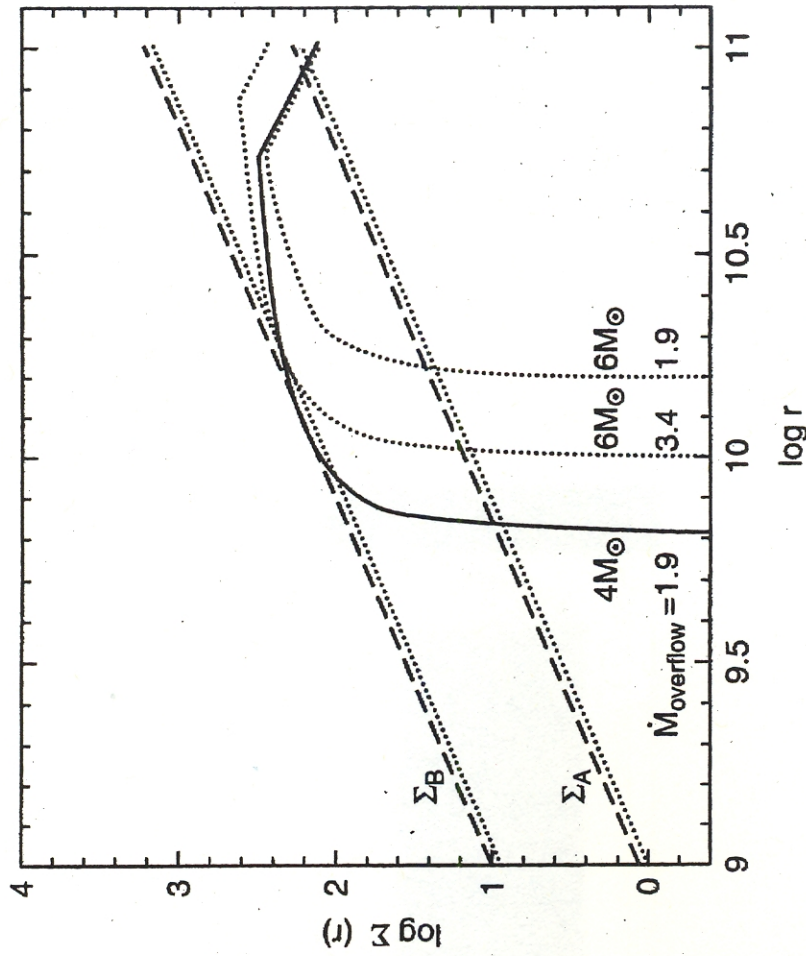


Fig. 5. Comparison of accumulation of matter during quiescence for primary mass $4M_\odot$ and $6M_\odot$, mass overflow rates in $10^{-10} M_\odot/\text{yr}$: solid line surface density distribution at the onset of outburst (same as in Fig. 3), dotted lines onset of outburst for a $6M_\odot$ black hole: due to more efficient evaporation the hole is larger and a higher mass overflow rate $3.4 \cdot 10^{-10} M_\odot/\text{yr}$ instead of $1.9 \cdot 10^{-10} M_\odot/\text{yr}$ is needed to produce an outburst (in our example after 55 years). The low rate of $1.9 \cdot 10^{-10} M_\odot/\text{yr}$ would lead to a stationary disk without an outburst.

2.3 SXTs im Ausbruch

a) Wo die Bestrahlung dominiert

- Bestrahlung führt zu $T_{\text{eff}} \approx T_{\text{irr}} \gtrsim T_H \approx 6500 \text{ K}$ bis zu einem Radius

$$R_h = \left\{ \frac{\eta \dot{M}_c c^2 (1-\beta)}{4\pi\sigma T_H^4} \left(\frac{H}{r}\right)^n \left(\frac{d\ln H}{d\ln r} - 1\right) \right\}^{1/2}$$

- NSLMXB: $\eta = 0.15, \beta = 0.9, n = 1, \frac{H}{r} \approx 0.2, \frac{d\ln H}{d\ln r} = \frac{45}{38}$

$$\begin{aligned} \rightarrow R_h &\approx 7.13 R_\odot \left(\frac{\dot{M}_c}{10^{-8} M_\odot/\text{a}}\right)^{1/2}, \quad \dot{M}_c < \dot{M}_E \approx 1.5 \cdot 10^{-8} \frac{M_\odot}{\text{a}} \left(\frac{M_1}{M_\odot}\right) \\ &\approx 10.3 R_\odot \left(\frac{M_1}{1.4 M_\odot}\right)^{1/2}, \quad \dot{M}_c = \dot{M}_E, \quad \dot{M}_{\text{disk}} \geq \dot{M}_E \end{aligned}$$

- BHLMXB: $\eta = 0.1, \beta = 0.9, n = 2, \frac{H}{r} \approx 0.2, \frac{d\ln H}{d\ln r} = \frac{43}{36}$

$$\rightarrow R_h \approx 2.7 R_\odot \left(\frac{\dot{M}_c}{10^{-8} M_\odot/\text{a}}\right)^{1/2}, \quad \dot{M}_c < \dot{M}_E$$

Da $L_{\text{phot}} \lesssim L_E \rightarrow \dot{M}_c \lesssim \dot{M}_E$, auch wenn $\dot{M}_{\text{accr}} > \dot{M}_E$ bei einem BH mögl.

$$\rightarrow R_h \lesssim 3.3 R_\odot \left(\frac{M_{\text{BH}}}{M_\odot}\right)^{1/2}$$

- Vergleich mit einigen beobachteten Systemen:

System	V404 Cyg	V4641 Sgr	V1033 Sco
P_{orb} (d)	6.4714	2.8173	2.62168
R_{disk}/R_\odot	14.5 - 15.5	6.3	5.2
R_h/R_\odot	$\lesssim 11.7$	$\lesssim 10.5$	$\lesssim 7.7$

- T_{eff} der Scheibe wird durch Bestrahlung mit Akkretionslicht dominiert.

Wahrscheinlich ist nur in den Systemen mit langen Perioden, d.h. $P \gtrsim$ einige Tage, $R_h < R_{\text{disk}}$. V kurzperiodischen Systeme kann zu Beginn eines Ausbruchs $R_h > R_{\text{disk}}$ sein (abhängig von \dot{M}_c).

b) Der Verlauf des Ausbruchs - die Rolle der Bestrahlung

(→ King & Ritter 1998)

Müssen Fallunterscheidung machen, je nachdem zu Anfang des Ausbruchs $R_h > R_{disk}$ oder $R_h < R_{disk}$.

1) $R_h > R_{disk}$ zu Beginn eines Ausbruchs

Mit der Zeit $\dot{M}_{disk} \downarrow$. Falls $\dot{M}_{disk}(R_{disk}) > \dot{M}_E \rightarrow \dot{M}_c \approx \dot{M}_E = const.$
 $\rightarrow R_h \approx const. (> R_{disk})$.

→ Scheibe wird solange entleert, bis $\dot{M}_{disk} \approx \dot{M}_E$. Danach $\dot{M}_c \downarrow \rightarrow R_h \downarrow$ bis $R_h = R_{disk}$.

Sobald $R_h < R_{disk}$, setzt die Kühlfront ein. Bewegung der Kühlfront nach innen wird durch die Bestrahlung kontrolliert, da $R_h \sim \dot{M}_c^{1/2}$.

2) $R_h < R_{disk}$ zu Beginn eines Ausbruchs

Kühlfront läuft nach innen. Position der Kühlfront bei $R_h \sim \dot{M}_c^{1/2}$ wird durch die Bestrahlung kontrolliert.

► Wesentlicher Unterschied zu den Zwergnovae: (→ Schema)

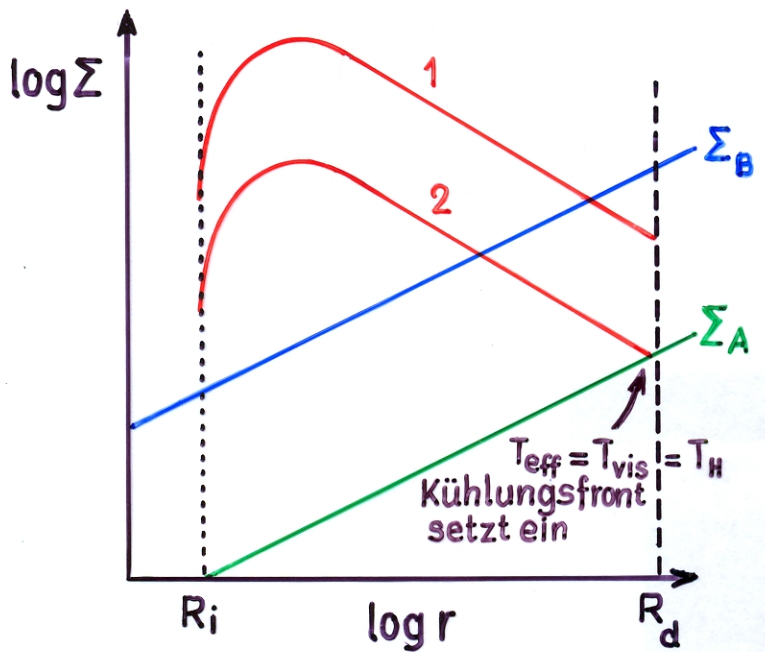
Das Kriterium für das Einsetzen der Kühlungsfront ist nicht

$\Sigma(R_{disk}) = \Sigma_A(R_{disk})$, sondern

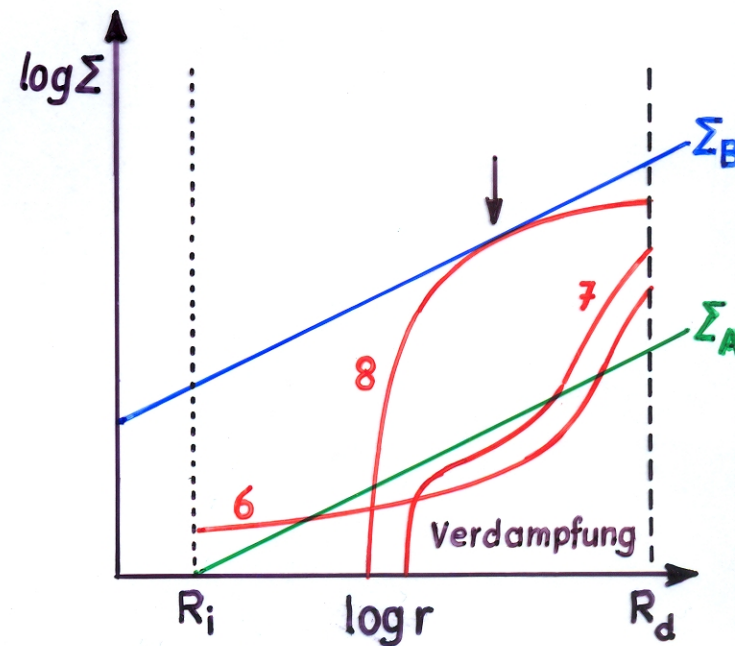
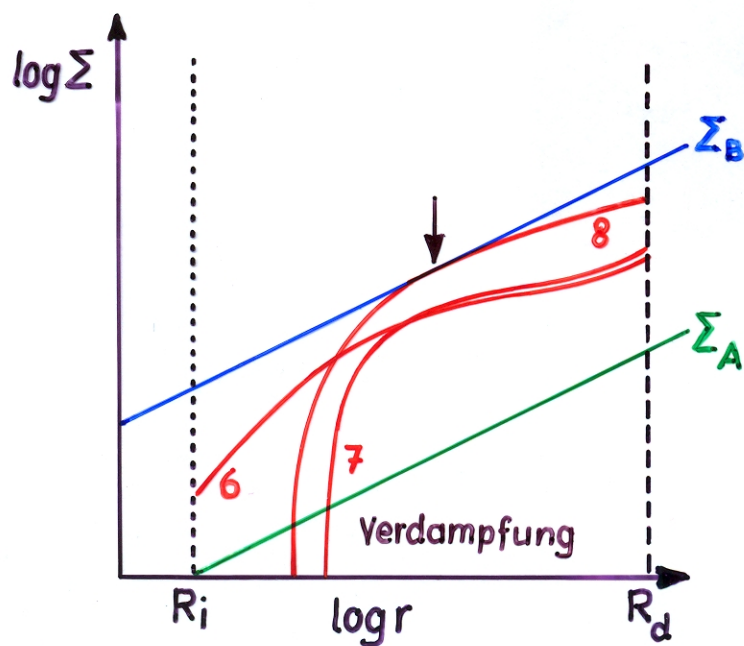
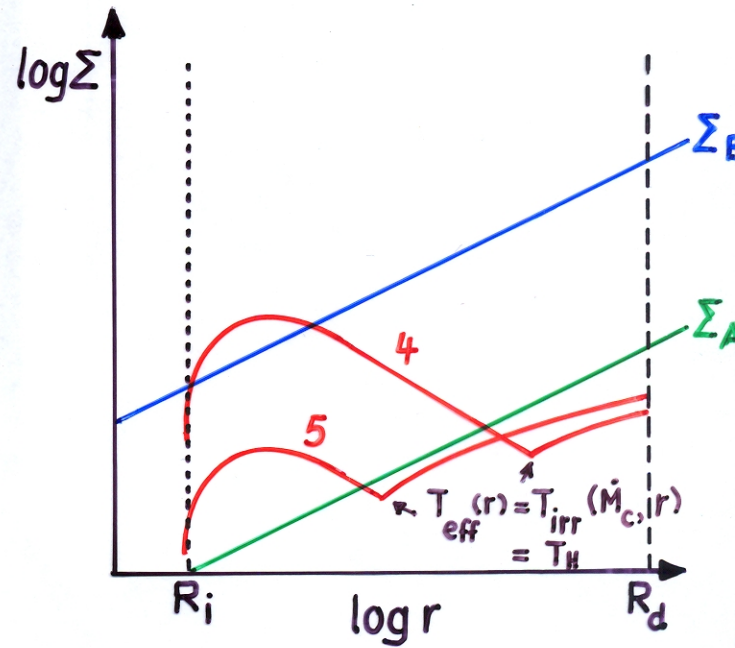
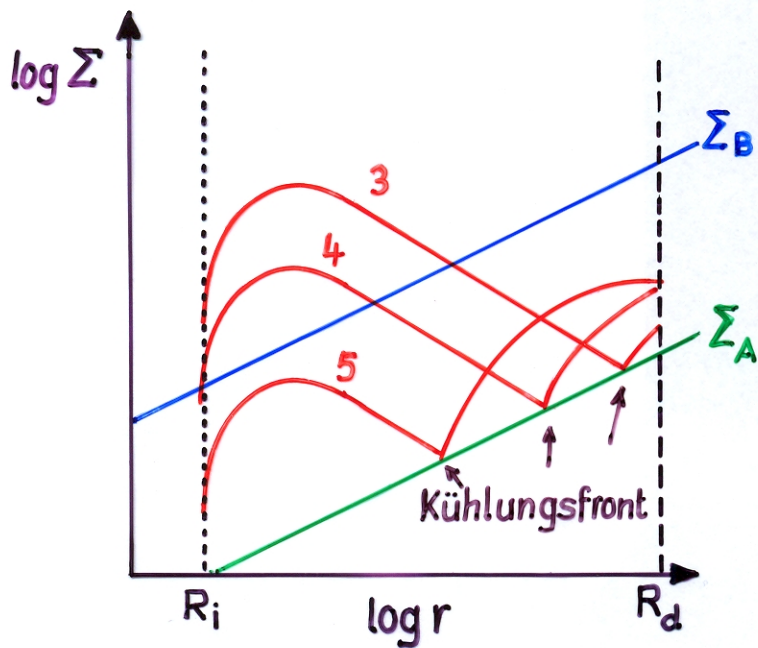
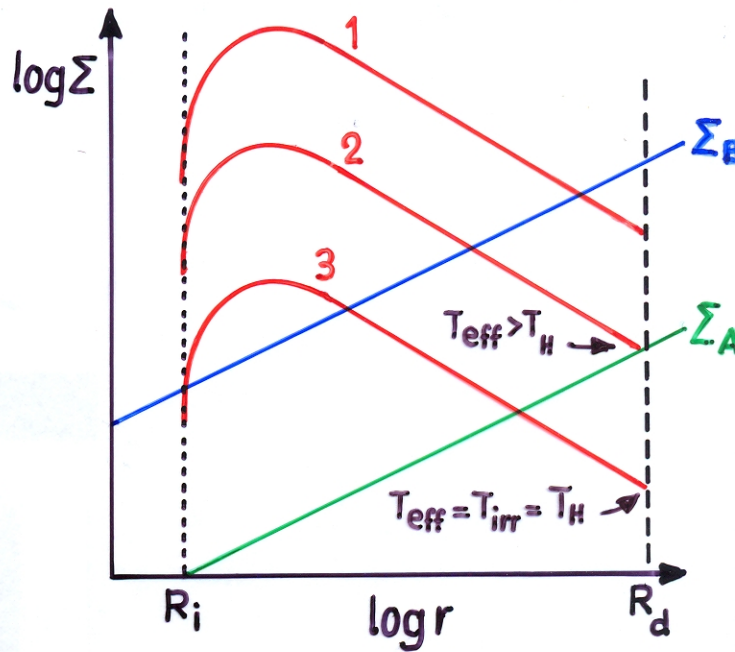
$$T_{eff}(R_{disk}) = [T_{visc}^4(R_{disk}) + T_{irr}^4(R_{disk})]^{1/4} = T_H \approx 6500 K$$

- Wenn Bestrahlung dominiert, ist $\Sigma(R_{disk}) < \Sigma_A(R_{disk})$ wenn die Kühlung einsetzt.
- Wenn der Ausbruch zu Ende ist, hat sich die Scheibe viel stärker entleert, als das ohne Bestrahlung der Fall wäre!
- Ausbruch dauert länger

Zwergnova



SXT mit Bestrahlung



- Ruhezeit dauert auch entsprechend länger
- solange $R_h > R_{\text{disk}}$: $\dot{M}_{\text{disk}} \sim e^{-t/\tau_{\text{visc}}(R_{\text{disk}})}$
 - exponentieller Abfall von L folgt zwanglos!

c) Fazit

- ▶ **Bestrahlung:** verlängert den Ausbruch, entleert die Scheibe stärker → verlängert die Dauer des Minimums
- ▶ **Verdampfung:** bewirkt grösseres R_j → grösseres $r(\Sigma = \Sigma_B)$ → grösseres Speichervermögen der Scheibe
 bewirkt ausserdem, dass ein merklicher Teil von \dot{M}_{tr} am Innenrand verschwindet → effektive Akkumulationsrate $\dot{M} = \dot{M}_{\text{tr}} - \dot{M}_{\text{ev}} < \dot{M}_{\text{tr}}$
 - beide Effekte verlängern die Dauer des Minimums
- ▶ Wirkung der Bestrahlung ähnlich wie "verstärkte Gezeitenwechselwirkung" in Osakis SU UMa - Modell. → Jeder Ausbruch ist ein "Superausbruch" → Daher die Analogie zu den WZ Sge - Sternen.
- ▶ Da in vielen SXTs, vor allem BH-SXTs, $M_1/M_2 > 3...4$ (→ Tabelle mit Bahnparametern), ist $\langle R_{\text{disk}} \rangle > R_{32}$ → ∃ Superhumps.

2.4. Ergebnisse numerischer Rechnungen

Ein Beispiel aus Dubus, Hameury & Lasota (2001).

► Rechnung für einen BH-SXT über mehrere Ausbruchszyklen

► Mit Bestrahlung nach der Vorschrift

$$\delta T_{irr}^4 = C \frac{L_x}{4\pi r^2}, \quad \text{mit } L_x = \eta c^2 \cdot \text{Min}(\dot{M}(R_i), \dot{M}_{Edd})$$

und $C = 5 \cdot 10^{-3}$.

N.B. $C \hat{=} (1-\beta) \left(\frac{H}{r}\right)^n \left(\frac{d \ln H}{d \ln r} - 1\right)$, d.h. mit Standardparametern

$\beta = 0.9$, $\frac{H}{r} \approx 0.2$, $n = 2$ und $\frac{d \ln H}{d \ln r} = \frac{43}{36}$ für ein BH-SXT

$C \approx 1.6 \cdot 10^{-3}$. $\rightarrow C = 5 \cdot 10^{-3} \hat{=} \text{relativ starker Bestrahlung!}$

► Mit Verdampfung, jedoch nicht nach Meyer-Hofmeister & Meyer (1999), sondern nach Esin et al. (1997, ApJ 489, 865):

$$\dot{M}_{ev}(r) = 0.08 \dot{M}_{Edd} \left[\left(\frac{r}{R_s}\right)^{1/4} + \varepsilon \cdot \left(\frac{r}{800 R_s}\right)^2 \right]^{-1}, \quad \text{wobei}$$

$$\varepsilon = \begin{cases} 0.1 \left(\frac{R_i}{3R_s}\right)^{-2} & \text{im Minimum, wo } R_i > 3R_s \\ 0.1 & \text{im Ausbruch} \end{cases}$$

► Andere Parameter:

$$\left. \begin{aligned} M_{BH} &= 7 M_{\odot} \\ \dot{M}_{tr} &= 10^{16} \text{ g s}^{-1} \\ \langle R_{disk} \rangle &= 10^{11} \text{ cm} \end{aligned} \right\} \text{ soll etwa V616 Mon simulieren}$$

$$\alpha_h = 0.2$$

$$\alpha_c = 0.02$$

► Ergebnisse: \rightarrow Figuren

Model calculations including irradiation and evaporation

$$M_{\text{BH}} = 7M_{\odot}, \quad \alpha_h = 0.2, \quad \alpha_c = 0.02, \quad \langle R_{\text{disc}} \rangle = 10^{11} \text{ cm}, \quad \dot{M}_{\text{tr}} = 10^{16} \text{ g s}^{-1}$$

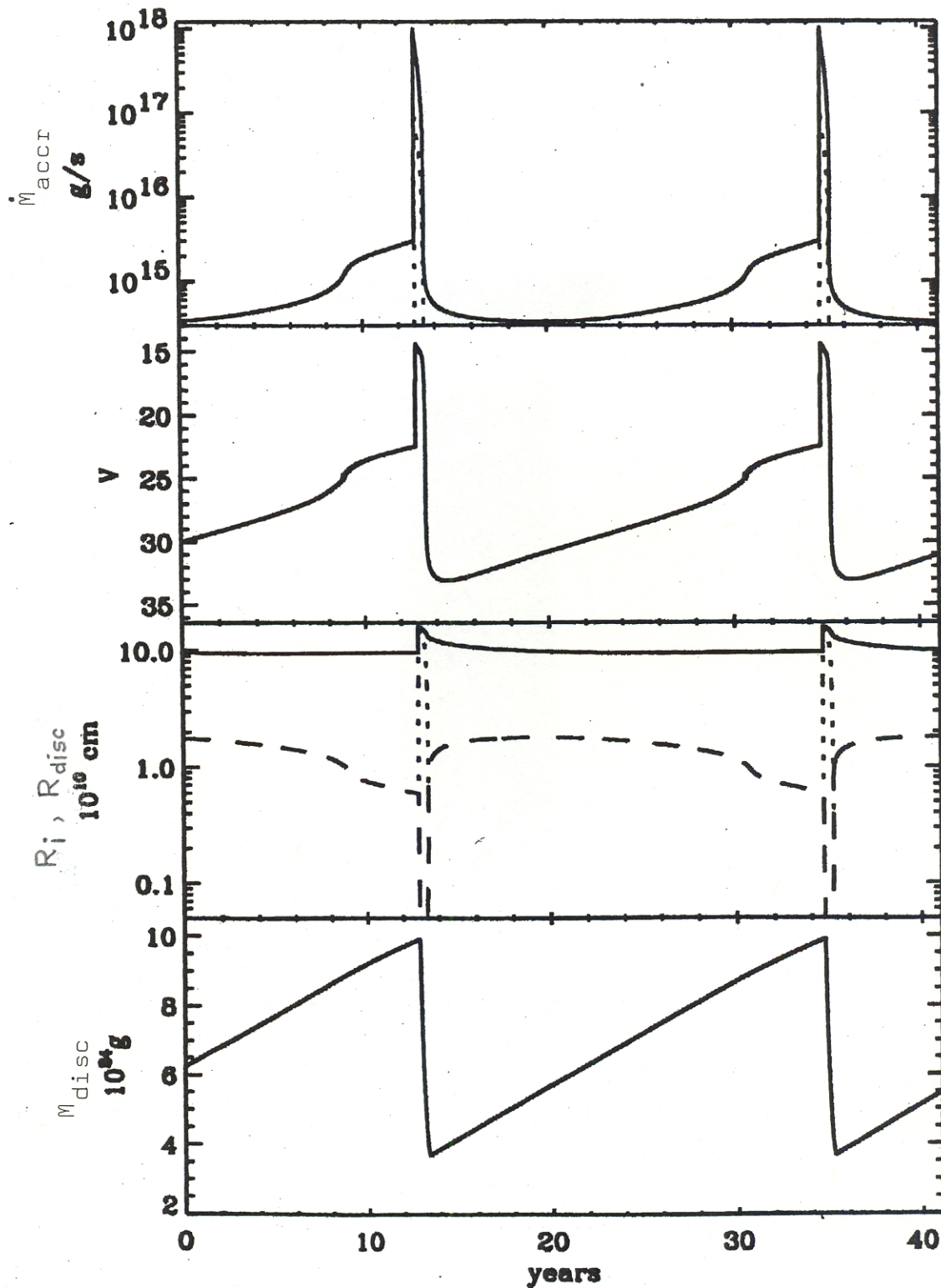


Fig. 10. Example of an outburst cycle when irradiation and evaporation are included. The parameters of the model are the same as in Fig. 3. From top to bottom: \dot{M}_{in} (full line) and \dot{M}_{irr} (dotted line); V magnitude; R_{out} (full line), R_{trans} (dotted line) and R_{in} (dashed line), M_{disc} . Details of the outburst and the evolution of the density and temperature profiles can be seen in Figs. 11–13.

The disc instability model for X-Ray transients

(Dubus, G., Hameury, J.-M., Lasota, J.P.: 2001, A&A 373, 251)

Model calculations including irradiation and evaporation

$$M_{\text{BH}} = 7 M_{\odot}, \quad \alpha_h = 0.2, \quad \alpha_c = 0.02, \quad \langle R_{\text{disc}} \rangle = 10^{11} \text{ cm},$$

$$\dot{M}_{\text{tr}} = 10^{16} \text{ g s}^{-1}$$

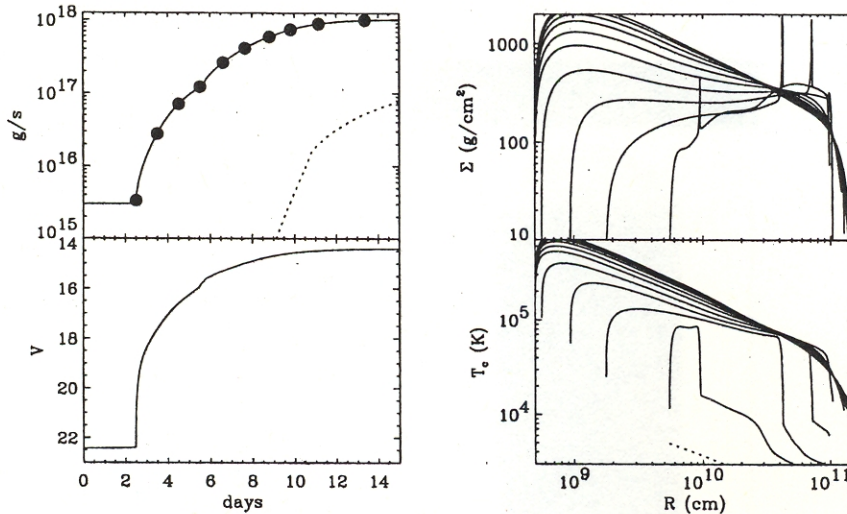


Fig. 11. The outburst rise for the model of Sect. 5 which includes irradiation and evaporation (see Sect. 5.1). Upper left panel shows \dot{M}_{in} and \dot{M}_{irr} (dotted line); bottom left panel shows the V magnitude. Right panels show radial profiles at the different times indicated by the black dots on the curves. Evaporation decreases during the first part of the rise with the thin disc extending to smaller radii. At $t \approx 5.5$ days the thin disc reaches the minimum possible inner radius of the model. The disc then behaves in exactly the same way as in Fig. 5.

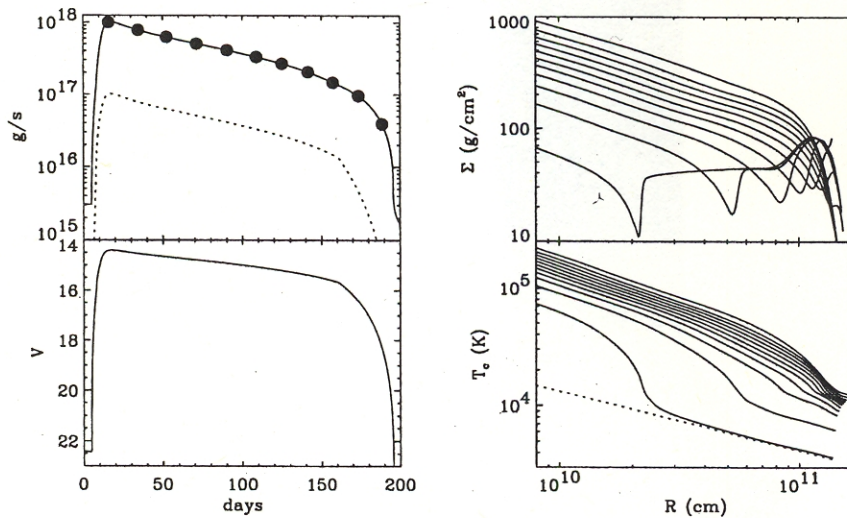


Fig. 12. The outburst decay for the model discussed in Sect. 5.1. The disc behaves in the same way as in Fig. 6 until evaporation sets in at $t \approx 170$ days ($\dot{M}_{\text{in}} = \dot{M}_{\text{evap}}(R_{\text{min}})$). This cuts off irradiation and the disc cools quickly. In contrast to Fig. 6, the irradiation cutoff happens before the cooling front could propagate through most of the disc, hence the irradiation-controlled linear decay ($t \approx 80-170$ days) is less obvious in the time profile. T_{irr} (dotted line) is shown for the last temperature profile.

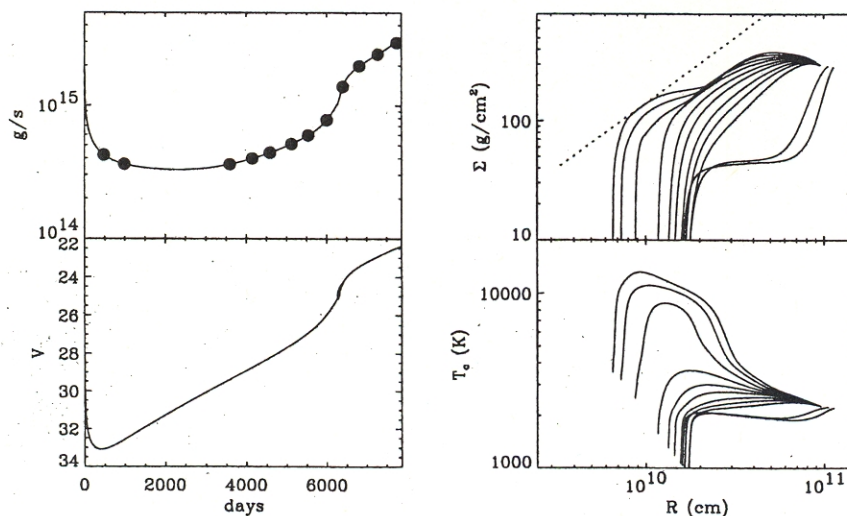


Fig. 13. Quiescence for the model discussed in Sect. 5.2. The irradiation flux is negligible in quiescence. Overall, the evolution is the same as in the standard DIM. Mass transfer from the secondary is slow enough that matter diffuses down the disc, gradually increasing \dot{M}_{in} (and lowering R_{in}). The outburst is triggered at $R \approx 10^{10}$ cm when Σ reaches Σ_{max} (dotted line). Lower densities at the beginning of the quiescent state (due to the irradiation-controlled outburst decay) lead to a long recurrence time (about 35 years).