

Оценки турбулентного параметра альфа в аккреционных дисках вокруг черных дыр.



Липунова Г.В., Маланчев К.Л.
ГАИШ МГУ

*Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра ,
ИКИ РАН
20-23 декабря 2016*

Вязкость в аккреционных дисках, выражаемая через α -параметр (Шакура & Сюняев 1973)

Что дает сравнение наблюдений и моделей:

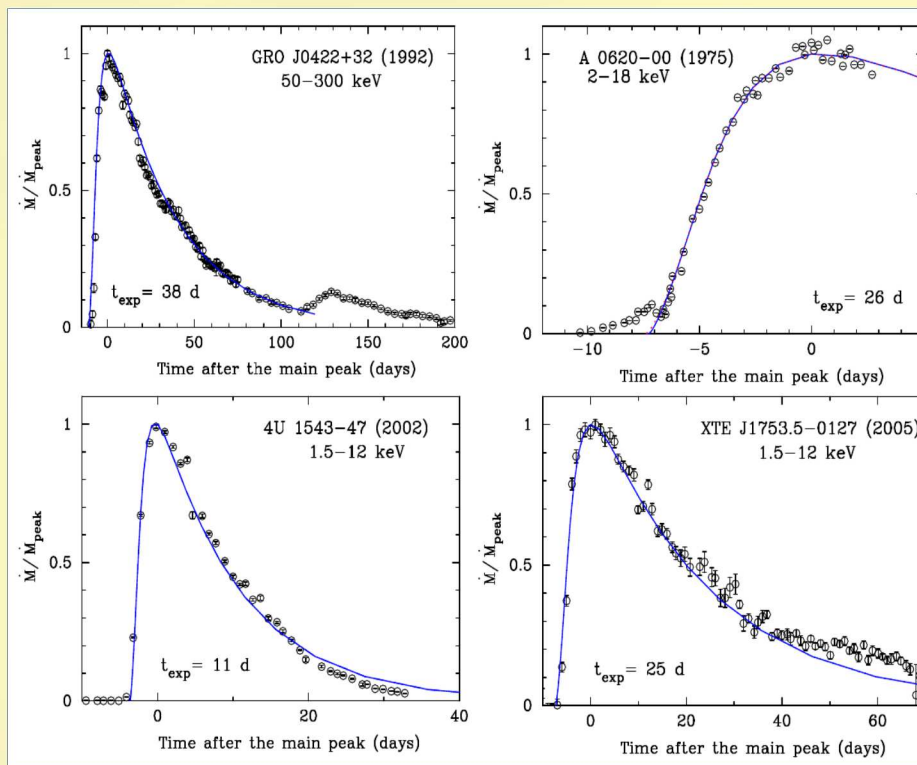
1. Оценка радиальной скорости по задержкам между оптикой и УФ и длительности вспышек в карликовых новых (Smak 1999): $v_r \sim \alpha v_\phi (z/r)^2$
2. Карликовые новые во время вспышки — учет тепловой неустойчивости
- **Disk Instability Model** $\alpha \sim 0.1-0.3$
(Cannizzo 1993; King et al. 2007; Lasota 2001; Kotko & Lasota 2012)
3. $\alpha \sim 0.01$ в холодном диске в карликовых и рентгеновских новых (DIM; обзор Lasota 2001).
4. Рентгеновские новые : $\alpha \sim 0.2-0.4$ (оценки по характеристикам DIM с облучением; Dubus 2001)
5. Решение уравнения вязкой диффузии в двойной системе с ЧД :
 $\alpha \sim 0.5$ (Липунова-Шакура 2000; Сулейманов и др. 2008)

А численное моделирование магнито-ротационной неустойчивости?

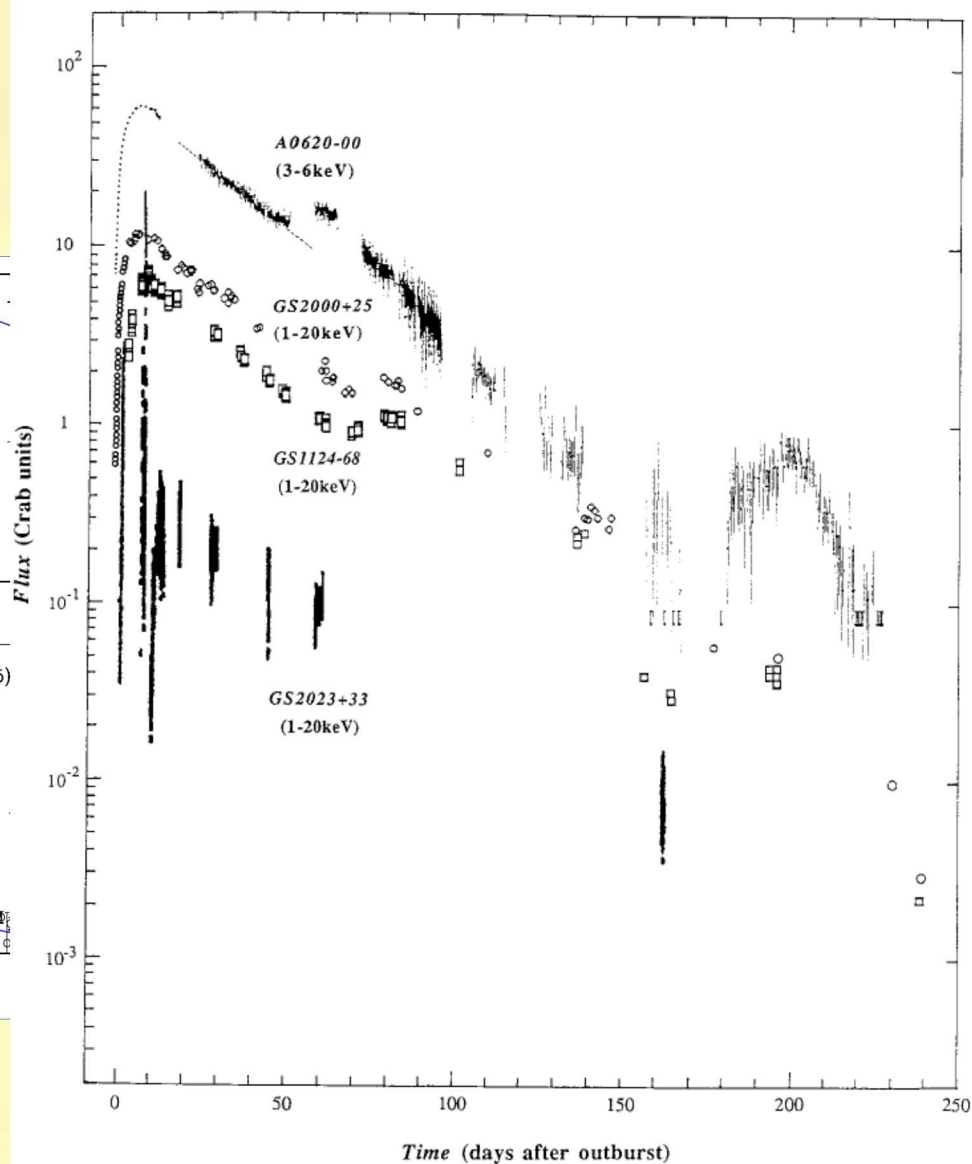
1. Большинство симуляций (ссылки в King et al 2007) дают $\alpha \sim 0.01-0.03$
2. Локальный МГД счет в зоне конвекции → рост α (Hirose 2014)
3. Глобальный расчет спиральных УВ в КН дает эффективное $\alpha \sim 0.02-0.05$ (Ju et al. 2016)

Вспышки рентгеновских новых

FRED — Fast Rise Exponential Decay



Из Lipunova (2015)



Из Tanaka & Shibazaki, 1996, Annu. Rev. Astron. Astrophys.

Уравнение вязкой эволюции аккреционного диска

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = \frac{1}{4\pi} \frac{(GM_x)^2}{h^3} \frac{\partial^2 F}{\partial h^2} \quad (\text{напр., Любарский и Шакура 1987})$$

Момент вязких сил F

поверхностная плотность Σ

удельный момент импульса $h = \omega^2 r$

В кеплеровском диске $F = 3\pi h \nu_t \Sigma$

кинематический коэффициент турбулентной вязкости ν_t

Характерное время вязкой эволюции r^2 / ν_t

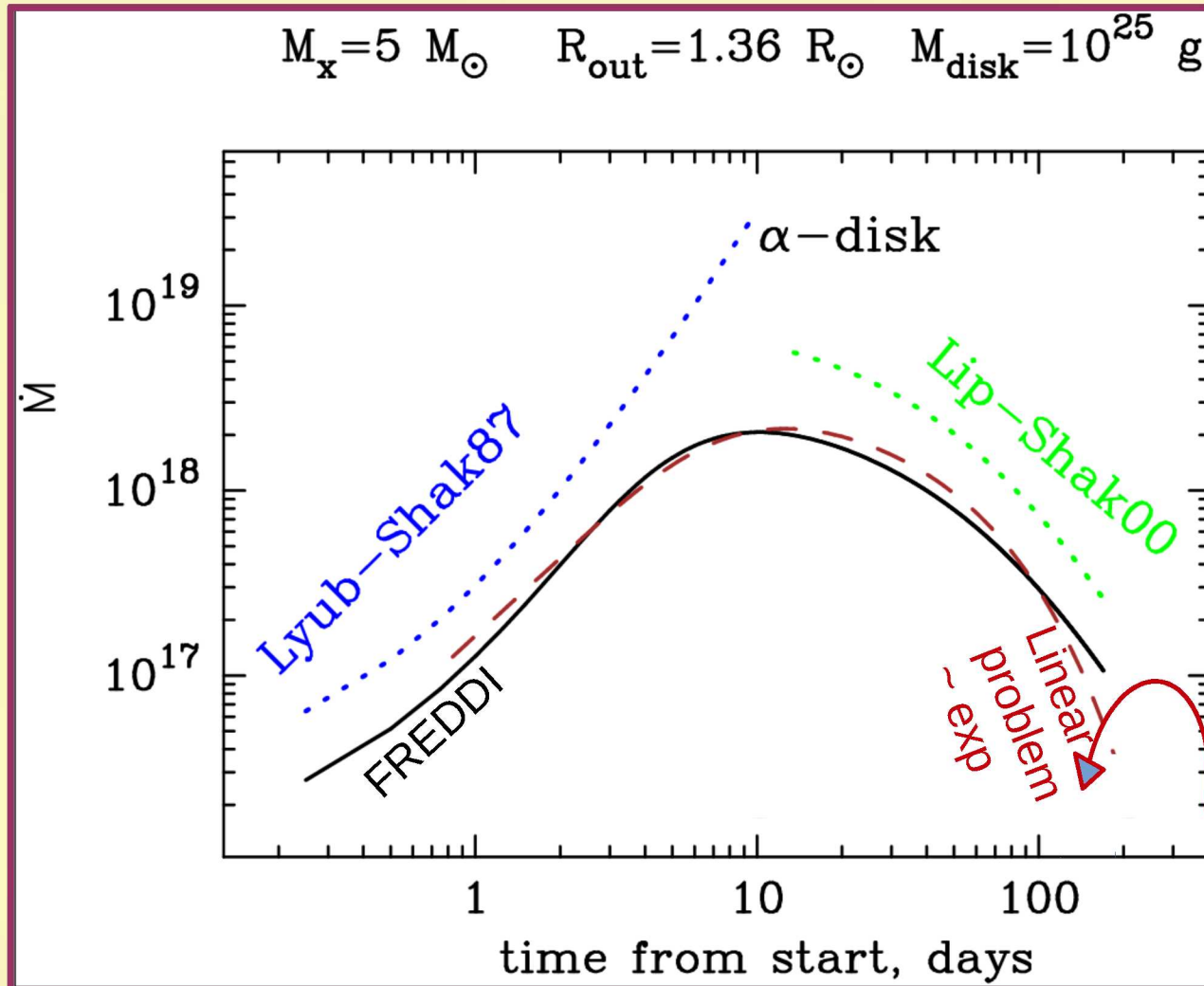
$$\nu_t = \frac{2}{3} \alpha \frac{v_{\text{sound}}^2}{\omega_K} ; \quad v_r \sim \alpha v_\varphi (z/r)^2$$

Из решения уравнения получаем темп аккреции $\dot{M} = \frac{\partial F}{\partial h}$

Теория эволюции / динамики дисков вокруг и внутри двойных систем звездных масс

Lynden-Bell & Pringle (1974),
Pringle (1974, 1981, 1991),
Tanaka (2011; 2012),
Wood, Titarchuk et al (2001);
Fillipov (1984); Lyubarskiy & Shakura (1987); Cannizzo et
al (1990); Ivanov (1999); Lipunova & Shakura (2000);
Lipunova (2015)
Rafikov (2013; 2016);

Решения - эволюция темпа аккреции в диске на черную дыру в двойной системе. Внешний радиус диска не меняется.



Wood et al 2001
Липунова 2015

**FREDDI —
НОВЫЙ ИНСТРУМЕНТ ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ
РЕНТГЕНОВСКИХ НОВЫХ**

38

37

37

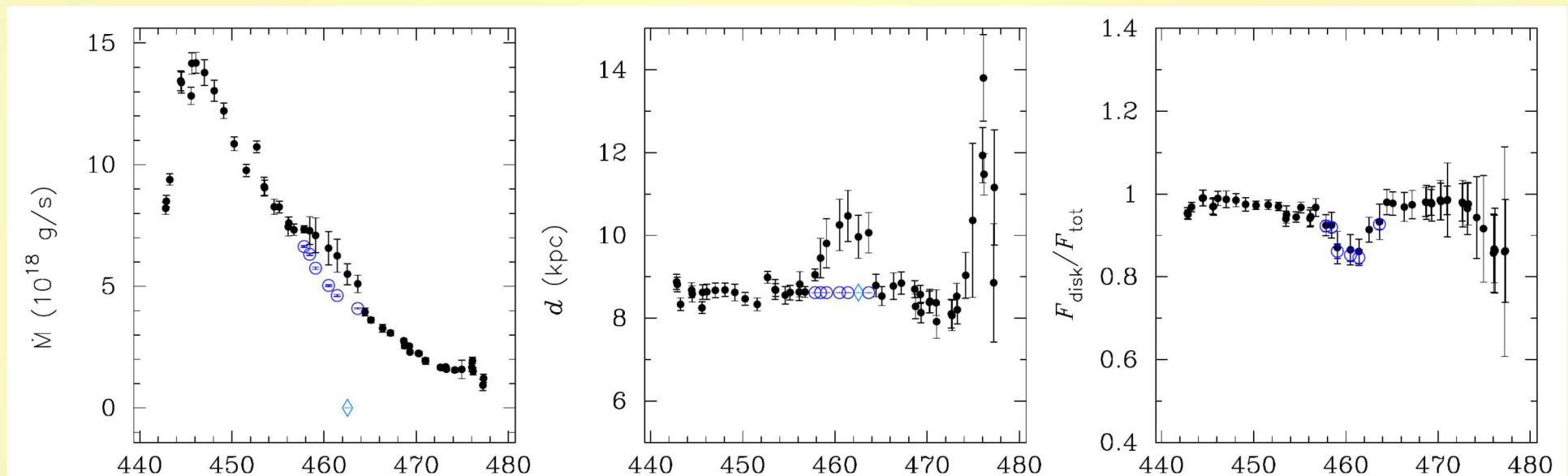
36



ArXiv:1610.01399

4U 1543-47 ($P_{\text{orb}}=1.116^{\text{d}}$, $m_1 \sim 8.4-9.4$, $m_2 \sim 2.5$)

Эволюцию темпа аккреции получаем из спектрального моделирования рентгеновской вспышки 2002 года (Lipunova & Malanchev 2017). Диск: $R_{\text{out}} \sim 4 R_{\text{sun}}$.



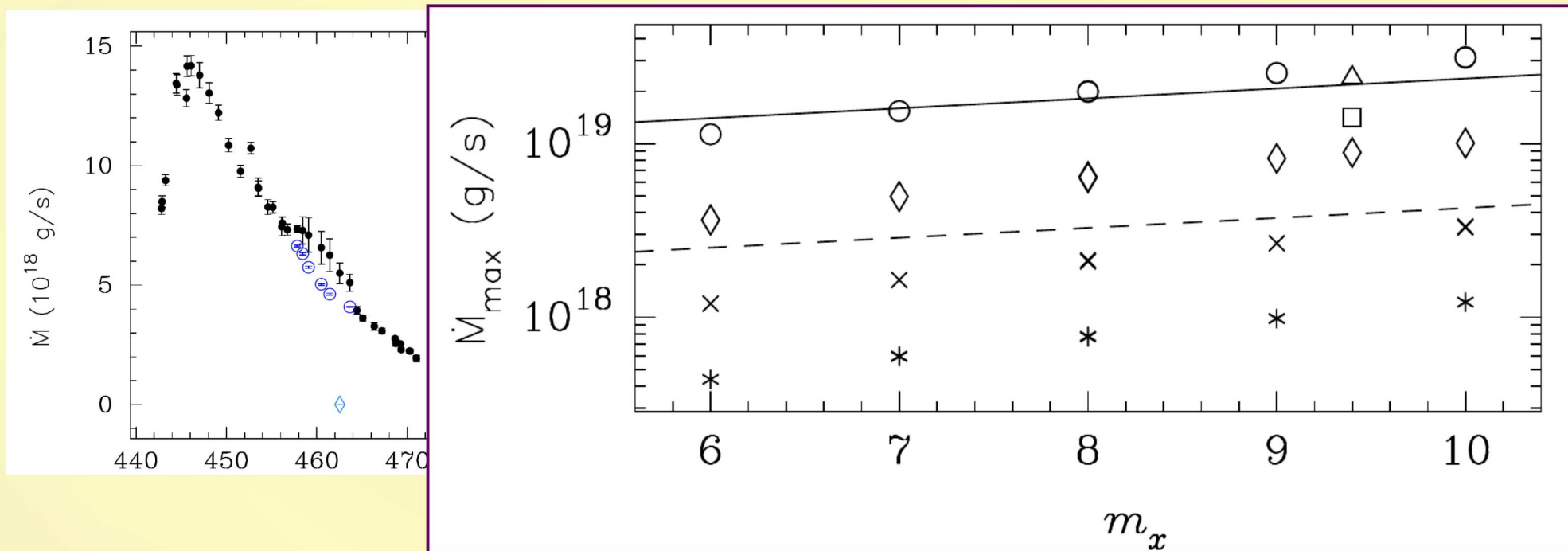
$m_x = 9.4$ and $a_{\text{Kerr}} = 0.4$, disk inclination $i = 20^\circ$

XSPEC модель `tbabs * (simpl * kerrbb + laor) * smedge`

4U 1543-47 ($P_{\text{orb}}=1.116^{\text{d}}$, $m_1 \sim 8.4-9.4$, $m_2 \sim 2.5$)

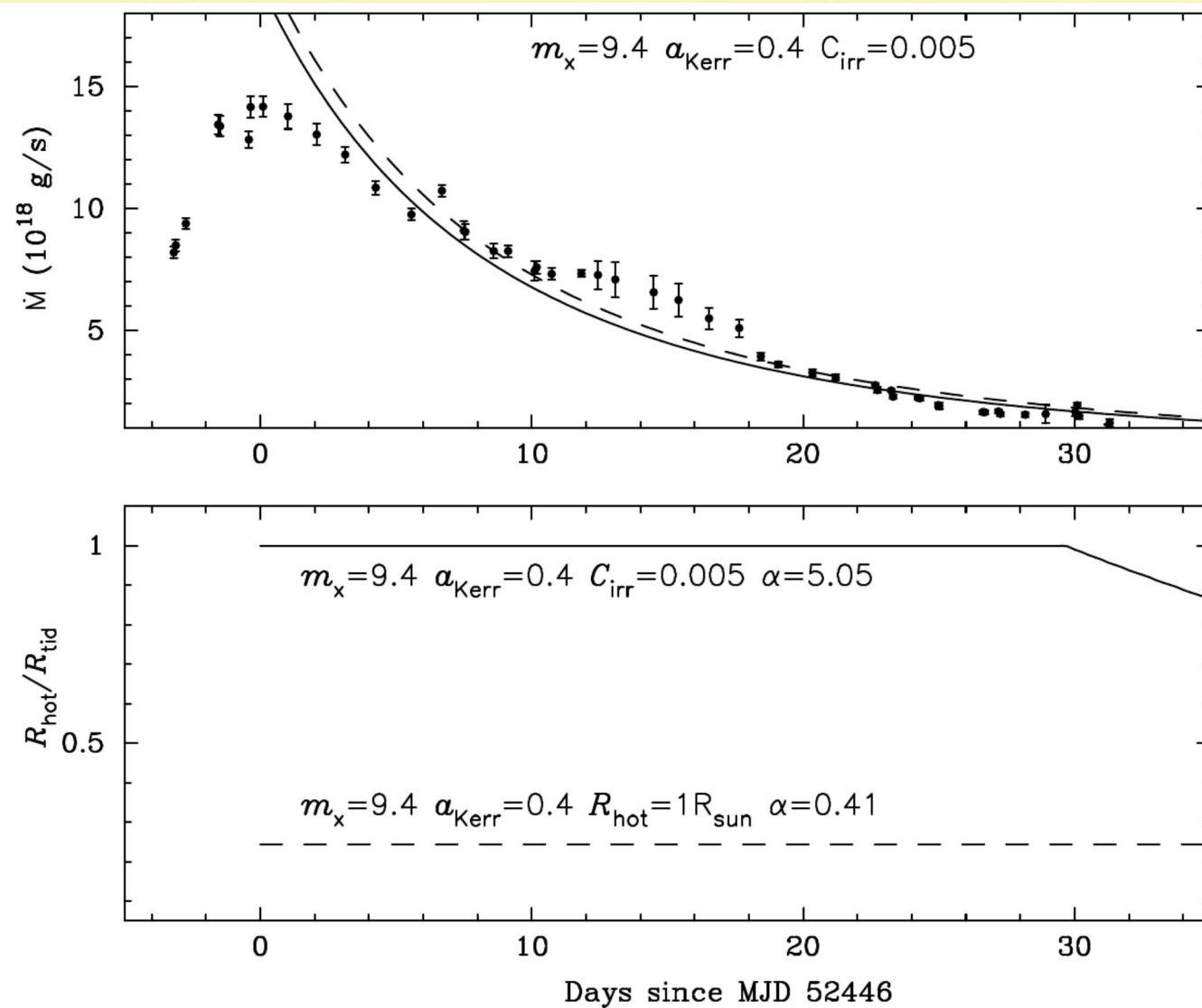
Эволюция темпа аккреции из спектрального моделирования рентгеновской вспышки 2002 года (Lipunova & Malanchev 2017)

для разных масс и параметров Керра

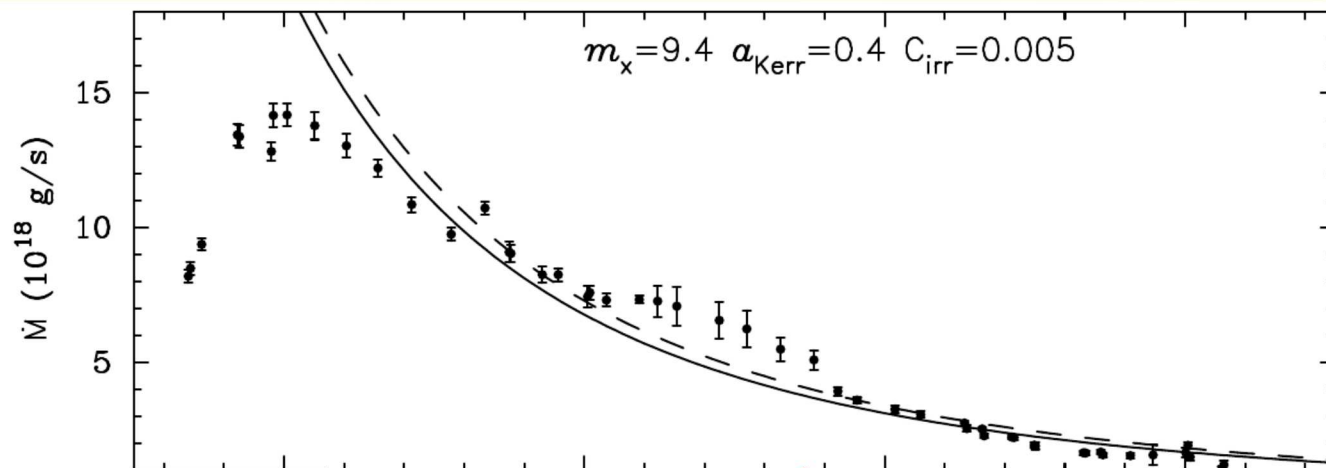


XSPEC модель `tbabs * (simpl * kerrbb + laor) * smedge`

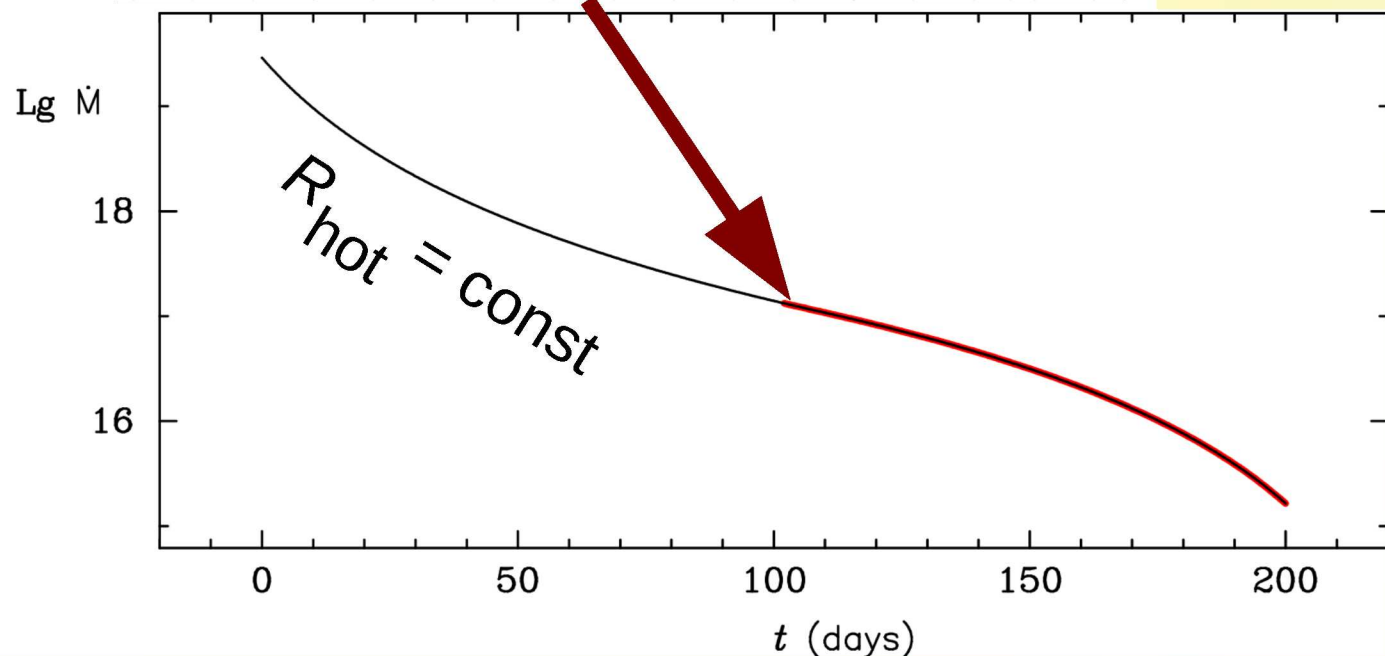
Неудовлетворительность модели области с большой вязкостью с постоянным радиусом



Неудовлетворительность модели области с большой вязкостью с постоянным радиусом



**Область полной
ионизации
начинает
сжиматься,
когда $T_{\text{eff}} < 10^4 \text{K}$**



Дополнение. Облучение в рентгеновских новых

$$Q_{\text{irr}} \equiv \sigma_{\text{SB}} T_{\text{irr}}^4 = C_{\text{irr}} \frac{L_{\text{bol}}}{4 \pi r^2} \quad (\text{Lyutyi \& Sunyaev 1976; Cunningham 1976})$$

Наблюдательные и теоретические указания: $C_{\text{irr}} \sim 5 \times 10^{-3}$

Параметр облучения

$$C_{\text{irr}} = \eta_{\text{th}} \Psi(\theta) \left(\frac{dz}{dr} - \frac{z}{r} \right)$$

$\Psi(\theta)$

Угловое распределение центрального потока

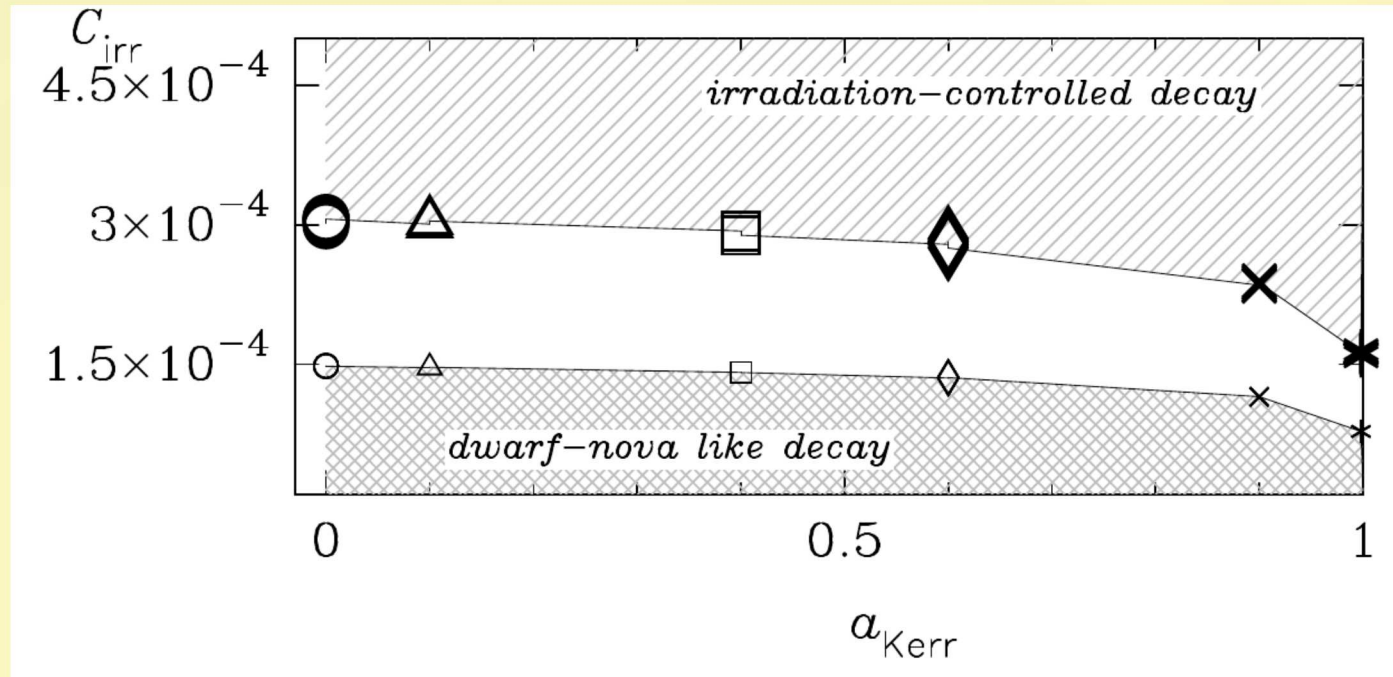
z

Высота перехвата облучения над плоскостью симметрии

η_{th}

Доля перехватываемого потока, которая перерабатывается в тепловое излучение

Области параметра C_{irr} для разных режимов спада вспышки в 4U 1543-47 (2002)



$$Q_{\text{irr}} \equiv \sigma_{\text{SB}} T_{\text{irr}}^4 = C_{\text{irr}} \frac{L_{\text{bol}}}{4 \pi r^2}$$

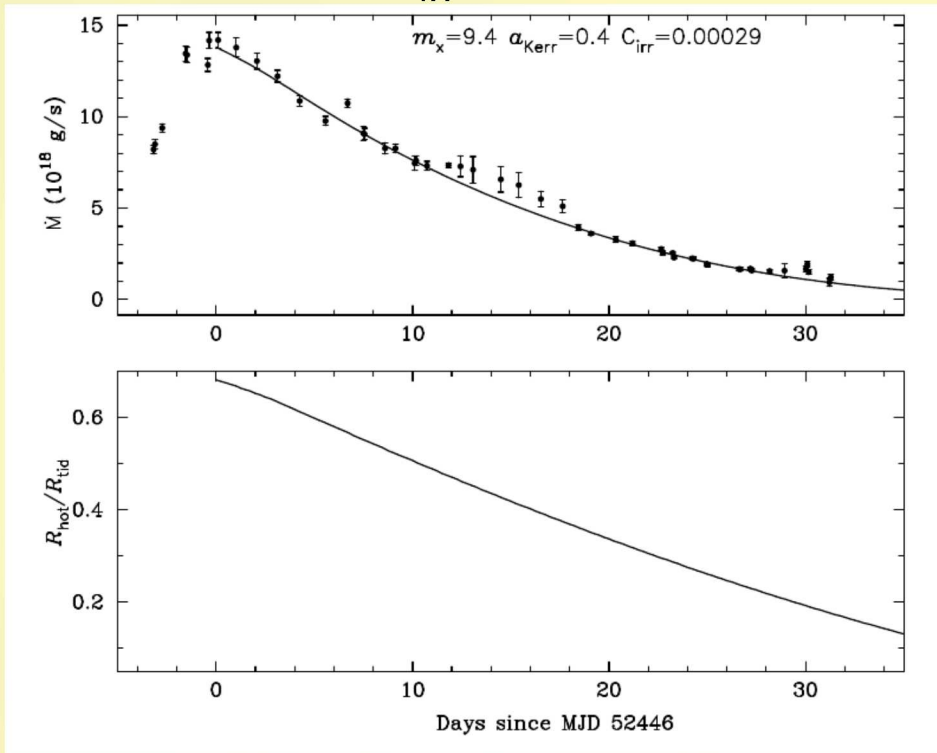
(Лютый & Сюняев 1976; Cunningham 1976)

$$\sigma T_{\text{hot}}^4 = C_{\text{irr}} \frac{\eta(a_{\text{Kerr}}) \dot{M}_{\text{in}}(t) c^2}{4 \pi R_{\text{hot}}(t)^2}$$

$$\frac{Q_{\text{irr}}}{Q_{\text{vis}}} = \frac{4}{3} \eta(a_{\text{Kerr}}) C_{\text{irr}} \frac{r}{R_{\text{grav}}}$$

Примеры моделей сжимающейся горячей зоны, объясняющих наблюдаемую эволюцию темпа аккреции

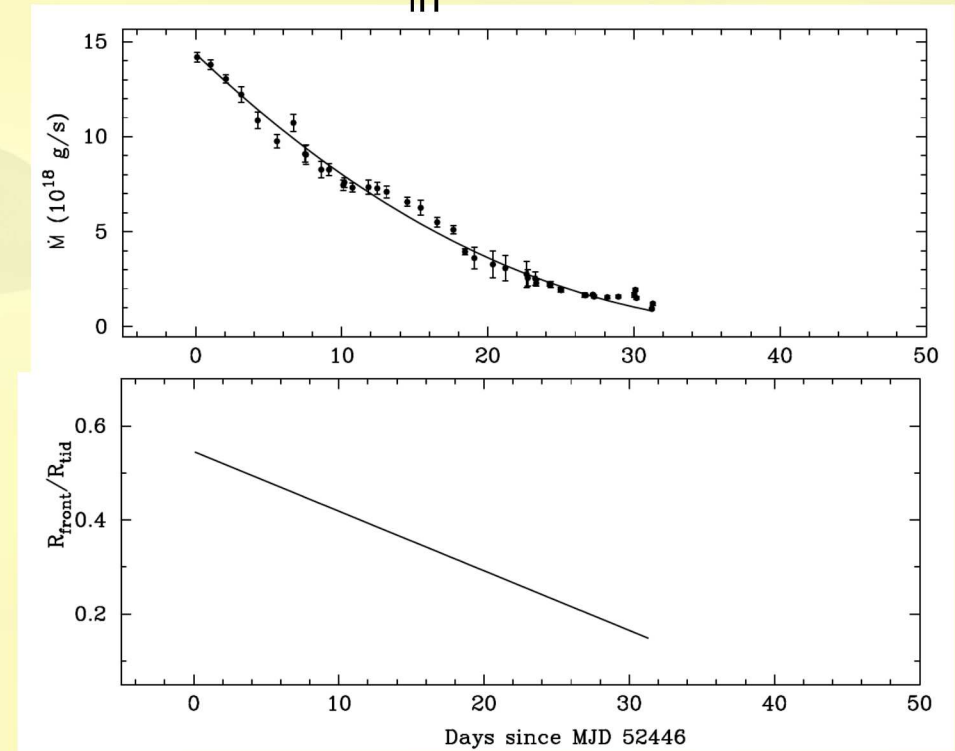
С облучением
 $C_{\text{irr}} \sim 3 \times 10^{-4}$



FREDDI

Подкрепляется данными в полосе V

Без облучения
 $C_{\text{irr}} \sim 1.5 \times 10^{-4}$



$$R_{\text{front}}(t) = R_{\text{hot,peak}} - u_{\text{front}} t$$

Menou et al (2009)

Оценка параметра самооблучения в 4U 1543-47 (2002) по оптическому потоку в фильтрах

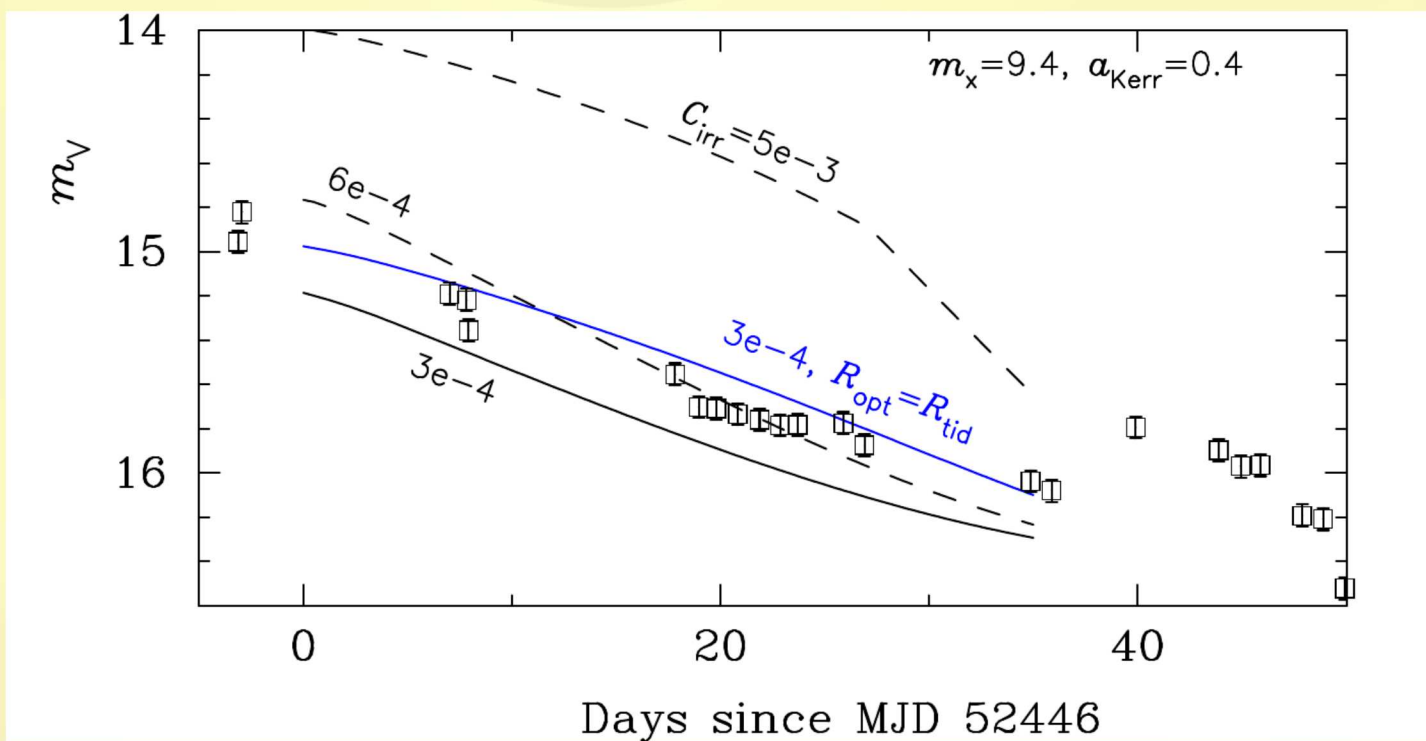
Параметр облучения похож на оценку для стандартного диска, которая всегда нами считалась ниже наблюдаемых значений

$C_{\text{irr}} \sim 5 \times 10^{-3}$ *исключается,*

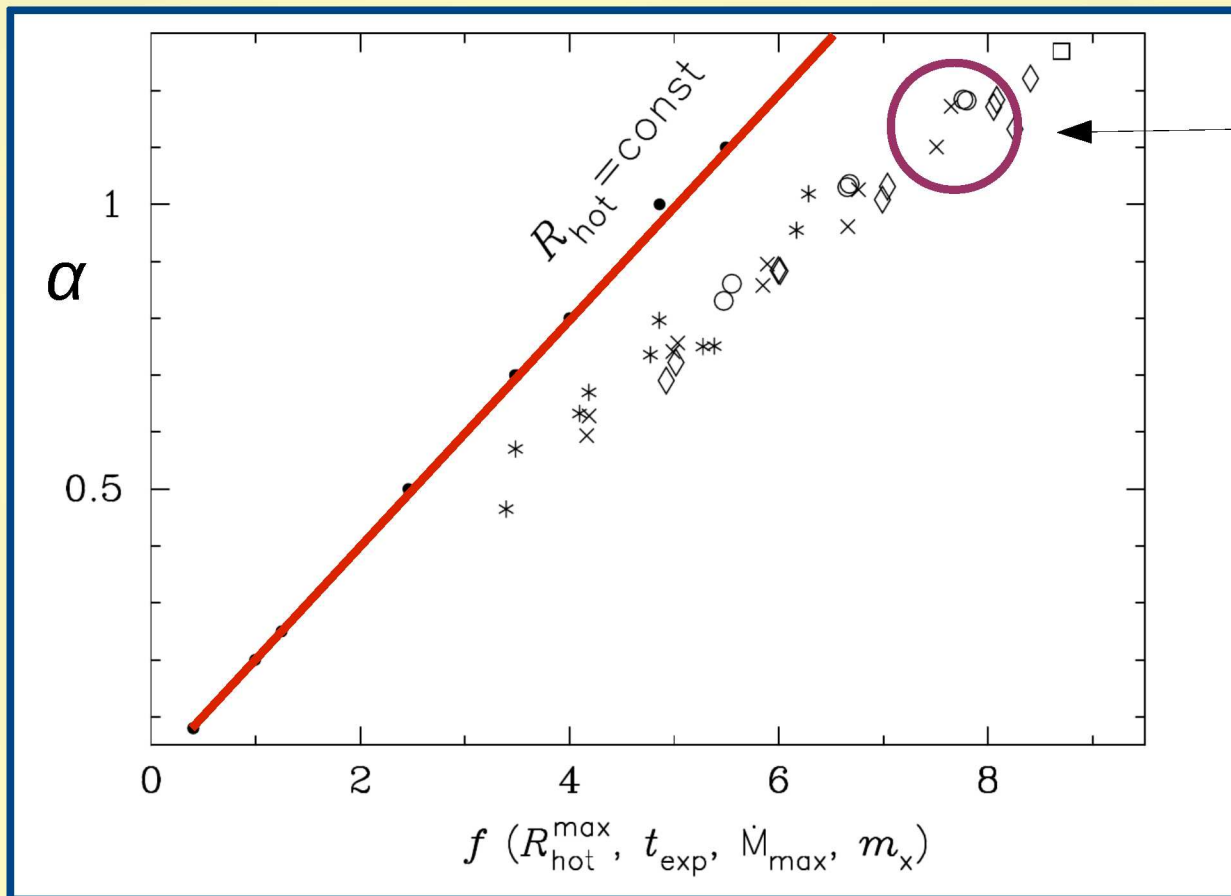
$$C_{\text{irr}} \sim 6 \times 10^{-5} \left(\frac{z_0/r}{0.05} \right)^2 \frac{1 - A_X}{0.1}$$

$C_{\text{irr}} \sim (3-6) \times 10^{-4}$ *или еще меньше*

(Сулейманов и др. 2007)

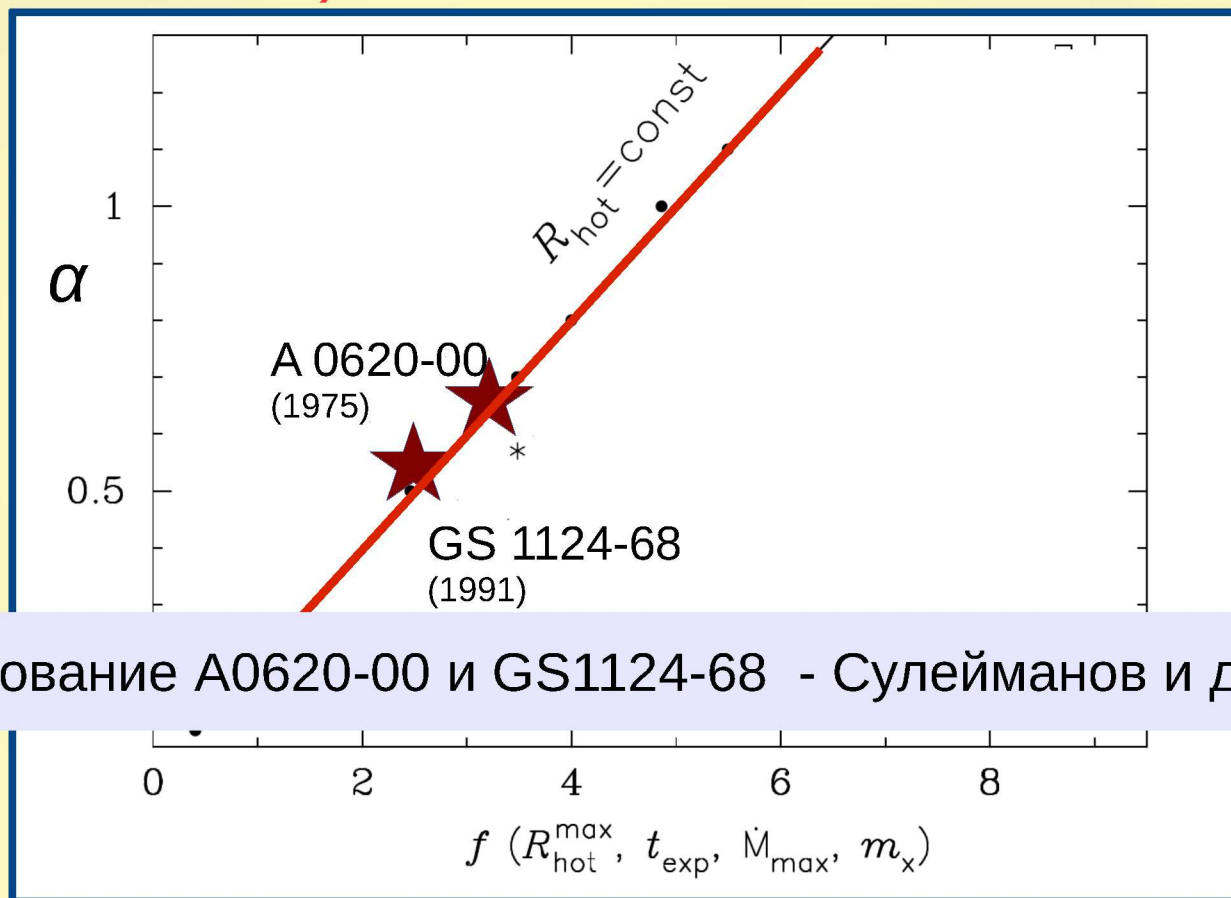


Связь между α и параметрами аккреционного диска по результатам численного моделирования FREDDI для дисков с постоянным или переменным радиусом (Липунова и Маланчев 2017)



$$\alpha \approx 0.2 \left(\frac{R_{\text{hot}}}{R_{\odot}} \right)^{25/16} \left(\frac{t_{\text{exp}}}{30\text{d}} \right)^{-5/4} \left(\frac{\dot{M}_{\text{max}}}{10^{18} \text{ g s}^{-1}} \right)^{-3/8} m_x^{5/16}$$

Связь между α и параметрами аккреционного диска по результатам численного моделирования FREDDI для дисков с постоянным радиусом (Липунова и Маланчев 2017)

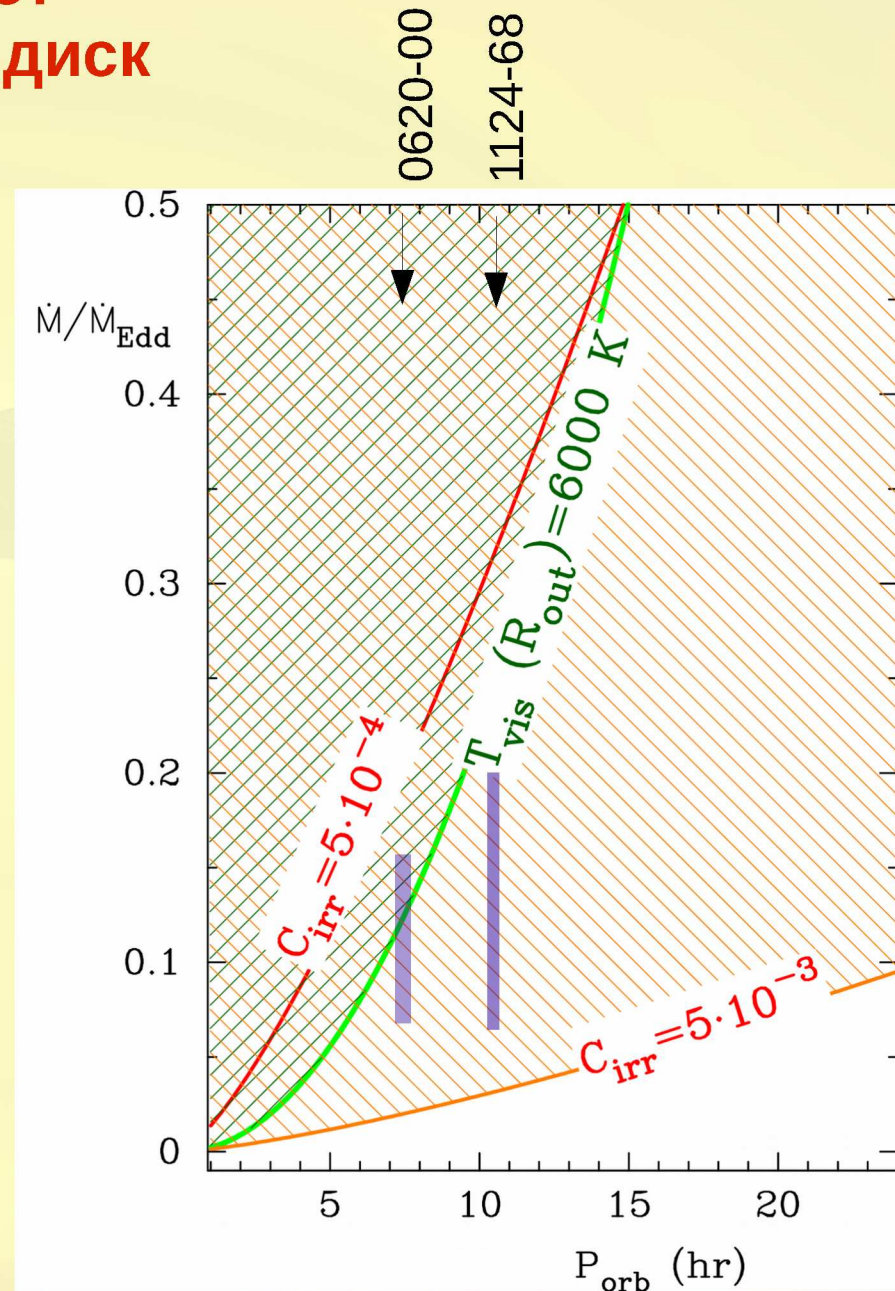


$$\alpha \approx 0.2 \left(\frac{R_{\text{hot}}}{R_{\odot}} \right)^{25/16} \left(\frac{t_{\text{exp}}}{30^{\text{d}}} \right)^{-5/4} \left(\frac{\dot{M}_{\text{max}}}{10^{18} \text{ g s}^{-1}} \right)^{-3/8} m_x^{5/16}$$

Когда коротко-периодические рентгеновские новые имеют полностью ионизованный диск

Заштрихована область параметров, при которых диск в двойной системе полностью ионизован для

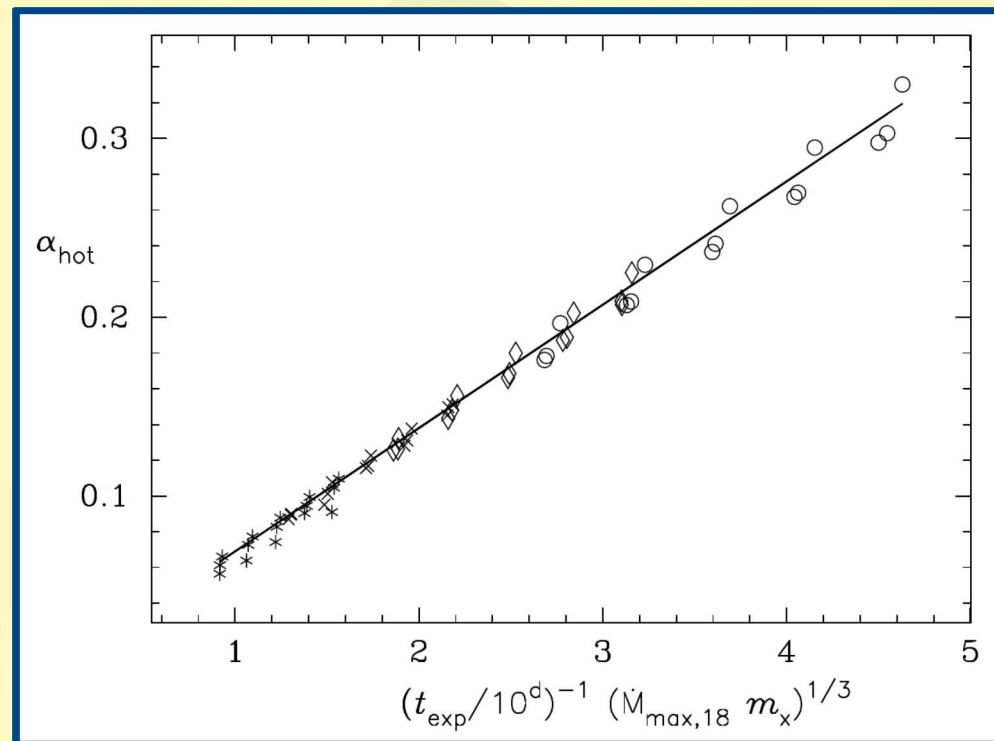
$$M_x = 10 M_{\text{sun}}$$



Дополнение. Аппроксимация α в модели без облучения по результатам численных моделирований Menou et al (2009)

$$\alpha_{\text{hot}} \approx 0.07 \left(\frac{m_x \dot{M}_{\text{max}}}{10^{18} \text{ g s}^{-1}} \right)^{1/3} \left(\frac{t_{\text{exp}}}{10^{\text{d}}} \right)^{-1}$$

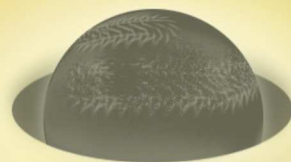
Липунова и Маланчев (2017)



$$R_{\text{front}}(t) = R_{\text{hot,peak}} - u_{\text{front}} t$$

Заключение

- Предлагается публично доступный код FREDDI для расчета кривых блеска вспышек рентгеновских новых
- Получена с помощью FREDDI формула для оценки параметра турбулентности из массы ЧД, пикового темпа аккреции и размера горячего диска, когда тот не меняется во вспышке рентгеновских новых.
- В рентгеновской новой 4U 1543-47 в 2002 году :
 - 1) горячая зона большой вязкости уменьшалась в размере
 - 2) параметр облучения был на порядок меньше обычнопредполагаемого значения : - $C_{irr} \sim (3-6) \times 10^{-4}$ или еще меньше. Не исключено, что вспышка развивалась по сценарию вспышки в карликовой новой - то есть без влияния облучения.



СПАСИБО ЗА ВНИМАНИЕ!