

Рис. 1: Эволюция темпа аккреции на черную дыру. Сравнение результата расчета Freddi с расчетом, использующем численное решение уравнений вертикальной структуры диска с табличными непрозрачностями OPAL. Freddi использует полуаналитическое решение уравнений вертикальной структуры для одного из двух степенных законов непрозрачностей: Крамерса и аппроксимация табличных непрозрачностей OPAL для солнечного химического состава (Ketsaris & Shakura 1998, Malanchev et al. 2017). Видно, что Freddi дает удовлетворительную точность при сравнении с кодом, использующем более точный закон непрозрачностей.

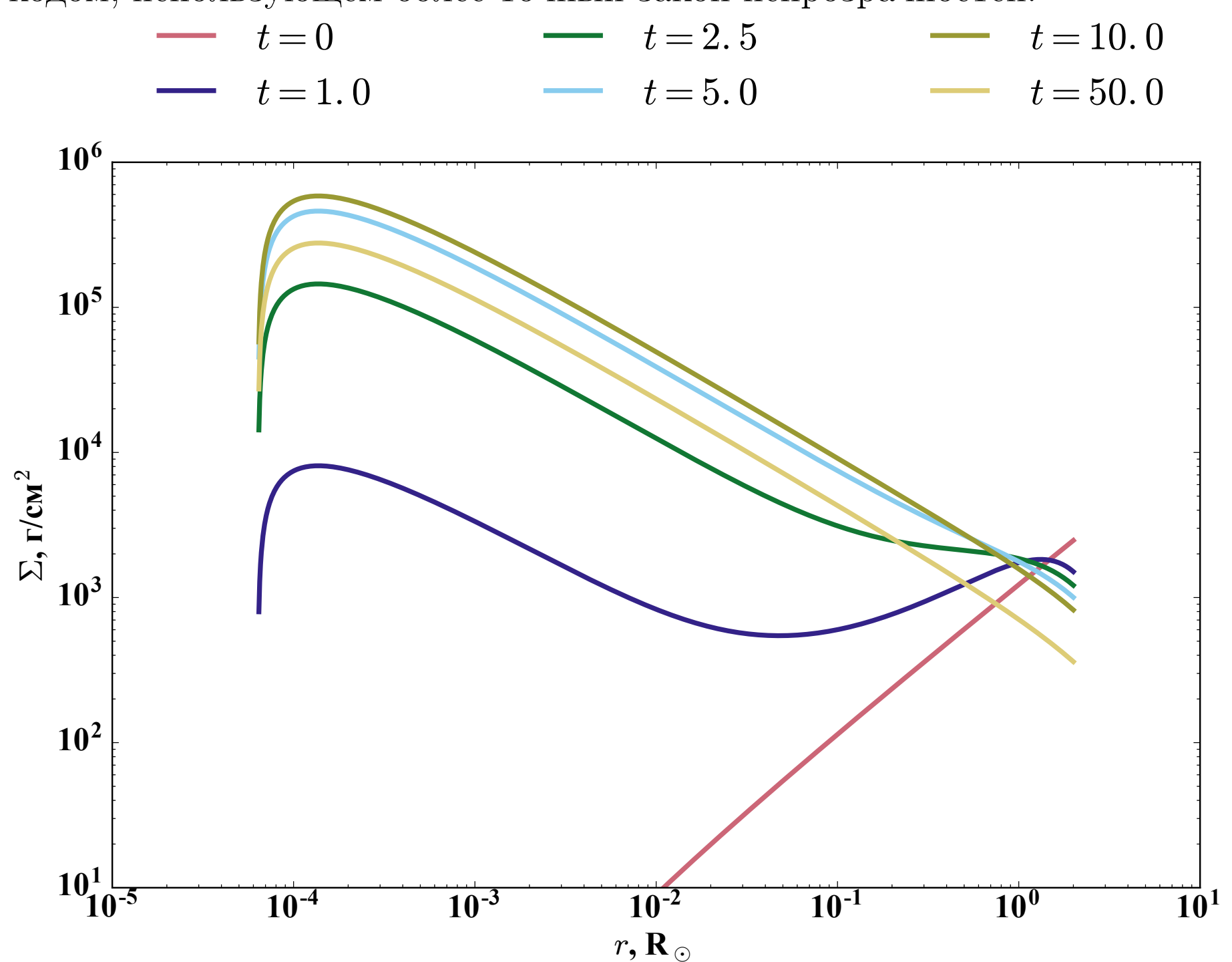
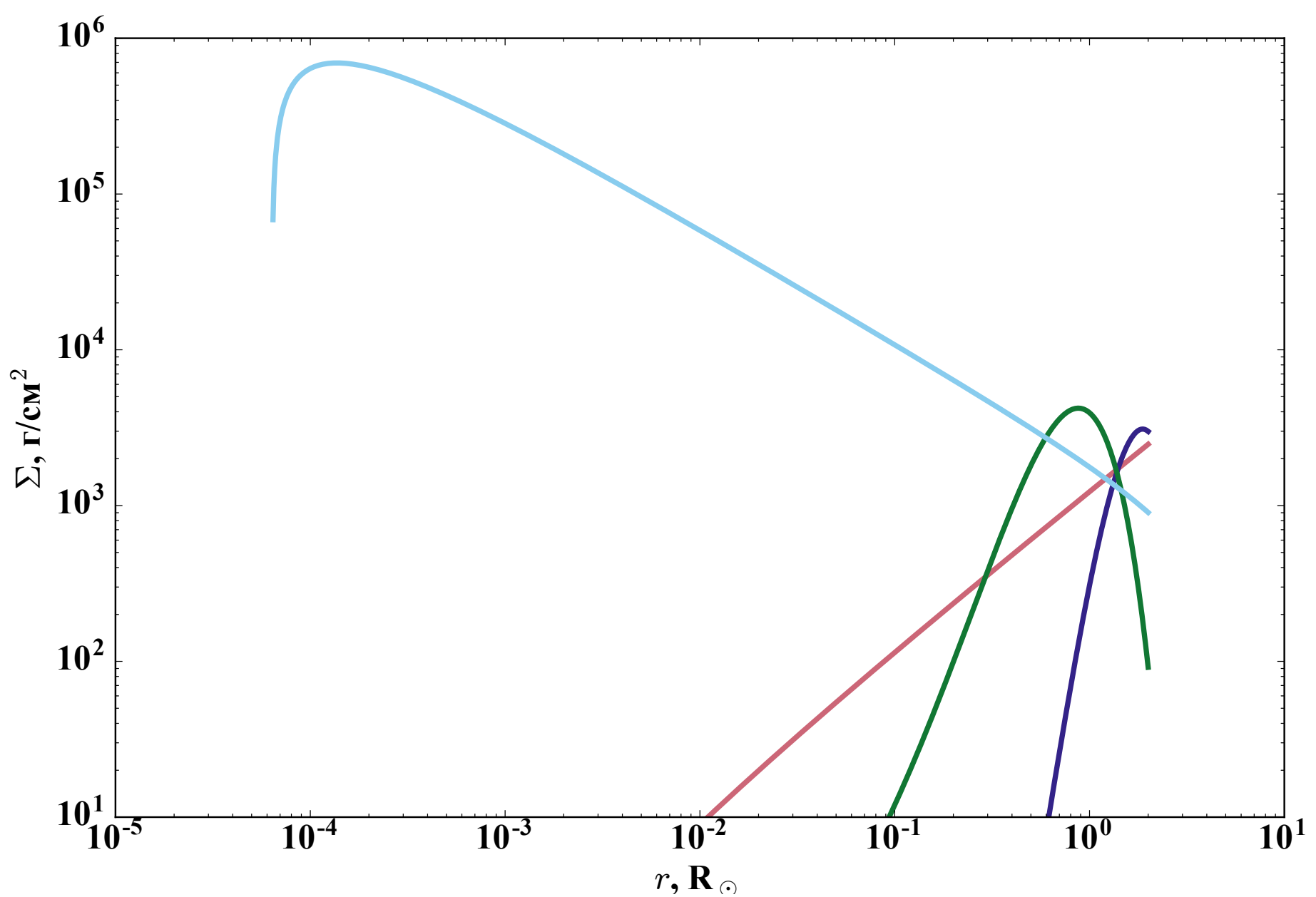


Рис. 2: Пример эволюции радиального профиля поверхностной плотности. Начальное условие $\Sigma \sim r$, остальные параметры расчета соответствуют Рисунку 3



— Поверхностная плотность пропорциональна радиусу: $\Sigma \sim r$
 — Половинка Гауссианы $F(h)$ с максимумом на приливном радиусе
 — Гауссиана для $F(h)$ с максимумом на половине приливного радиуса
 — Квази-стационарное распределение, найденное в Lipunova & Shakura, 2000

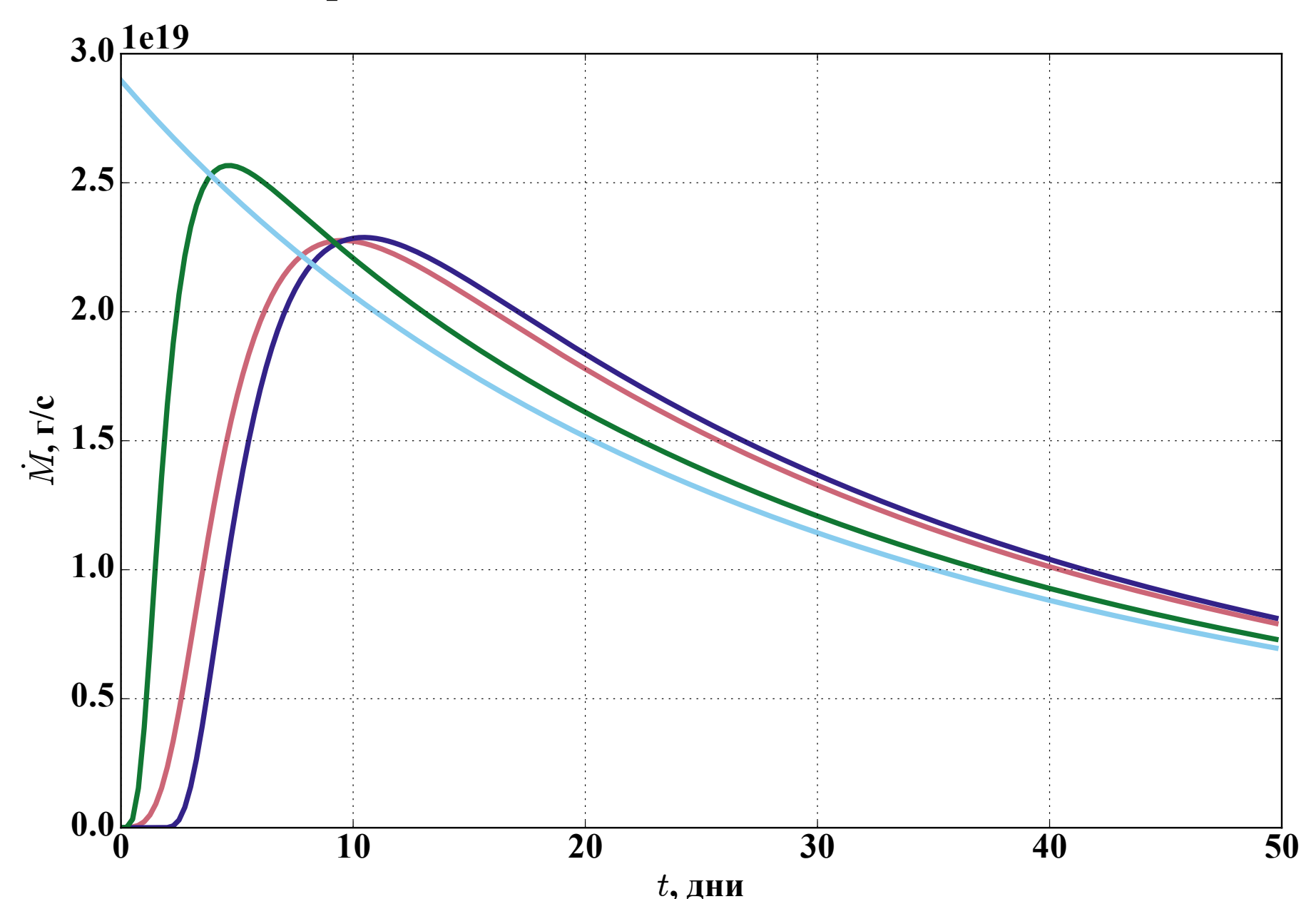


Рис. 3: Сравнение результатов расчетов с различными начальными условиями. На верхней панели показаны радиальные распределения поверхностной плотности диска $\Sigma(r)$, соответствующие различным начальным зависимостям момента вязких сил $F \equiv W_{\text{vis}} r^2$ от удельного углового момента $h \equiv \sqrt{GM_x r}$. На нижней панели показана временная зависимость темпа аккреции на черную дыру $\dot{M}(t)$ для различных начальных условий. Расчеты проведены для шварцшильдовской черной дыры массой $5M_{\odot}$, начальной массы диска 10^{26} г, постоянного внешнего радиуса $R_{\text{out}} = 2R_{\odot}$, параметра турбулентности $\alpha = 0.25$ и закона непрозрачности по Крамерсу.

Создан общедоступный код для расчета эволюции аккреционного диска в рентгеновских Новых во время вспышек типа FRED. Программа рассчитывает эволюцию темпа аккреции, оптические кривые блеска, радиальные профили распределения параметров в диске при возможности задания разнообразных начальных условий в диске.

Freddi является реализацией модели аккреционного диска Шакуры–Сюняева (Shakura & Sunyaev 1973) в рентгеновской двойной системе и служит для объяснения вспышек рентгеновских Новых с быстрым ростом и экспоненциальным спадом светимости. Freddi решает уравнение вязкой эволюции аккреционного диска для радиального распределения поверхностной плотности $\Sigma(r)$ с использованием двух граничных условий: нулевого момента вязких сил F на внутренней границе диска и нулевого темпа аккреции на внешней его границе. Оба условия применимы ко вспышкам рентгеновских Новых в двойных с черными дырами.

В расчетах используется полуаналитическое решение уравнений вертикальной структуры диска для двух степенных законов непрозрачностей: закон Крамерса $\kappa \sim \rho/T^{7/2}$ и аппроксимация таблиц OPAL $\kappa \sim \rho/T^{5/2}$. Применение этих законов непрозрачности оправдано при температурах от 10^4 до 10^5 К, что соответствует условиям во внешних частях горячего диска в рентгеновских двойных. Рисунок 1 показывает, что точность расчета несильно страдает от использования приближенных значений непрозрачностей. Производительность Freddi на два–три порядка превосходит аналогичный код (Malanchev & Shakura 2015), рассчитывающий вертикальную структуру численно с учетом табличных непрозрачностей. Это делает Freddi хорошим инструментом для фитинга наблюдаемых данных.

Freddi может быть использован для построения временных зависимостей темпа аккреции через внутреннюю границу диска от времени, оценки рентгеновской светимости диска в определенном диапазоне энергий и для получения кривых блеска в монохроматических звездных величинах. Кроме того, Freddi может выдавать радиальные распределения различных величин на каждый момент расчетного времени. На Рисунке 2 показан пример эволюция профиля поверхностной плотности во времени.

В рамках Freddi реализованы несколько различных типов начальных условий для радиального распределения величин в аккреционном диске. На Рисунке 3 представлена эволюция центрального темпа аккреции $\dot{M}(t)$ для различных начальных условий, соответствующих как начальным этапам вспышки (вещество сосредоточено вдали от центрального объекта), так и пику светимости (квазистационарное распределение).

Freddi может быть использован для моделирования кривых блеска, в том числе с учетом фактора самооблучения C_{irr} :

$$\text{Рентгеновский поток} = C_{\text{irr}} \frac{\text{Болометрическая светимость}}{4\pi r^2}$$

На Рисунке 4 вместе показаны нормированные кривые блеска в полосе V с учетом и без учета самооблучения, а также нормированный темп аккреции. Отметим, что при отсутствии самооблучения пик оптической светимости наступает раньше рентгеновского.

Нами было проведено моделирование эволюции аккреционного диска в системе 4U 1543–47 во её время вспышки как рентгеновской Новой в 2002 году с помощью Freddi. При моделировании этой системы предположено, что эволюция темпа аккреции на черную дыру связана с вязкой эволюцией горячего аккреционного диска, внешний радиус которого меняется во времени. Мы предположили, что эффективная температура кольца вещества на внешнем радиусе горячего диска постоянна, равна 10^4 К и контролируется рентгеновским потоком, приходящем из внутренних частей диска. На Рисунке 5 показана наблюдаемая эволюция внутреннего темпа аккреция и лучший фит, полученный с помощью Freddi. Подробности об этом моделировании вы можете узнать из доклада Галины Липуновой в четверг 22 декабря в 13:20 и прочесть в [arXiv:1610.01399](https://arxiv.org/abs/1610.01399).

Кроме того, в [arXiv:1610.01399](https://arxiv.org/abs/1610.01399) с помощью Freddi был получен коэффициент в соотношении между параметром турбулентности α и параметрами двойной и вспышки рентгеновской Новой:

$$\alpha \approx 0.2f, \quad R_{\text{hot}} = \text{const},$$

$$\alpha \approx 0.14f, \quad R_{\text{hot}} \text{ контролируется облучением,}$$

где

$$f = \left(\frac{R_{\text{hot}}^{\text{max}}}{R_{\odot}} \right)^{25/16} \left(\frac{t_{\text{exp}}}{30 \text{ д}} \right)^{-5/4} \left(\frac{\dot{M}_{\text{max}}}{10^{18} \text{ г с}^{-1}} \right)^{-3/8} \left(\frac{M_x}{M_{\odot}} \right)^{5/16} \quad (\text{закон Крамерса}),$$

$$f = \left(\frac{R_{\text{hot}}^{\text{max}}}{R_{\odot}} \right)^{12/7} \left(\frac{t_{\text{exp}}}{30 \text{ д}} \right)^{-9/7} \left(\frac{\dot{M}_{\text{max}}}{10^{18} \text{ г с}^{-1}} \right)^{-3/7} \left(\frac{M_x}{M_{\odot}} \right)^{2/7} \quad (\text{аппрок. OPAL})$$

где $R_{\text{hot}}^{\text{max}}$ — радиус горячего диска в пике светимости, t_{exp} — экспоненциальное время спада темпа аккреции, \dot{M}_{max} — темп аккреции в пике светимости, M_x — масса аккректора. На Рисунке 6 показана зависимость α от f для горячего диска с постоянным и переменным радиусами.

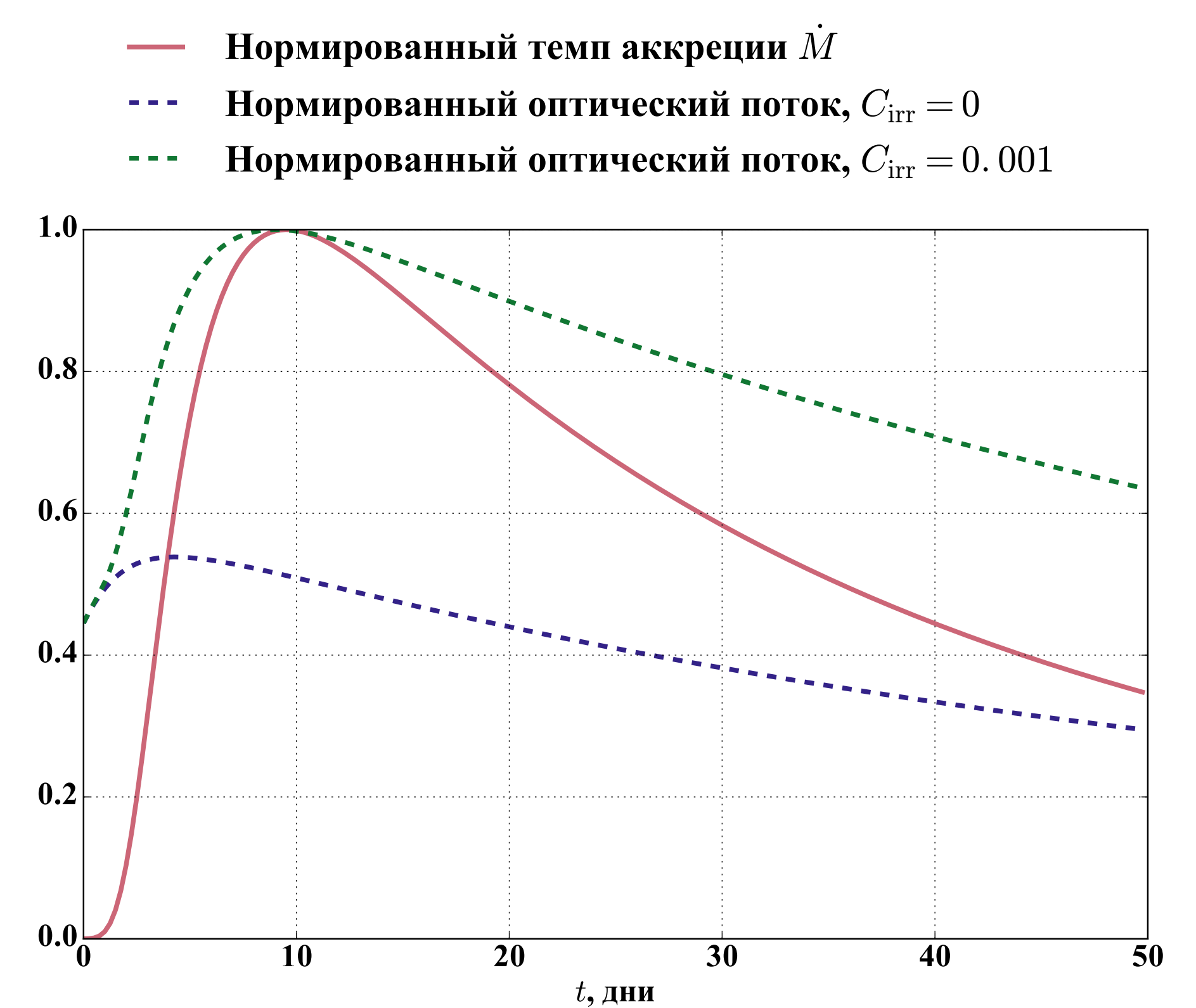


Рис. 4: Нормированный на максимум темп аккреции на черную дыру $\dot{M}(t)$ и нормированные монохроматические потоки в фильтре V с учетом и без учета облучения. Оба оптических потока нормированы на максимум облученного потока. Обратите внимание на то, что максимум оптического потока от необлученного диска наступает раньше рентгеновского максимума.

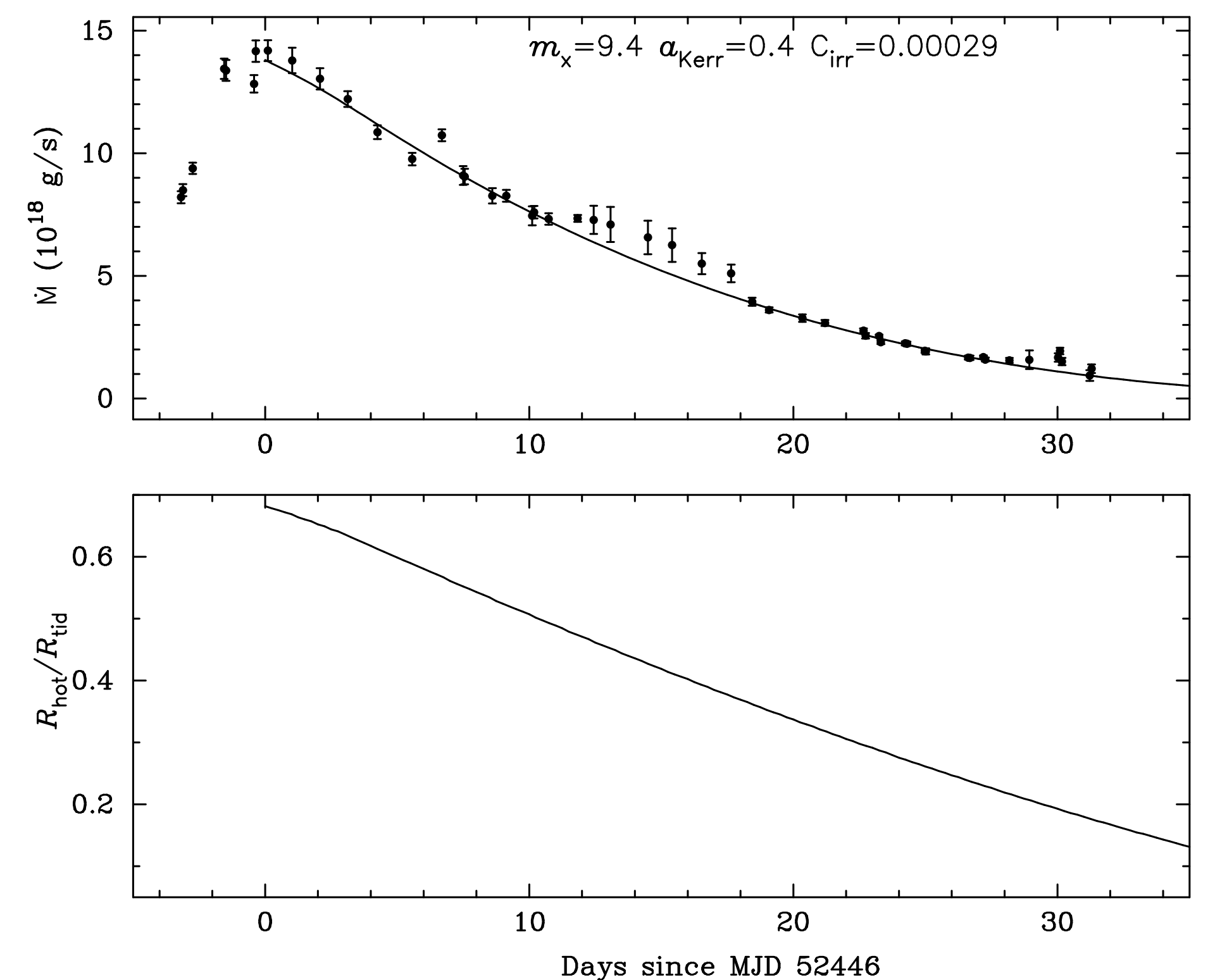


Рис. 5: Эволюция темпа аккреции $\dot{M}(t)$ во время вспышки 2002 года в системе 4U 1543–47. На верхней панели точками показаны результаты спектрального моделирования рентгеновской наблюдений, линией — лучший фит Freddi для черной дыры массой $9.4M_{\odot}$, параметром Керра 0.4 и параметром самооблучения $C_{\text{irr}} = 3.9 \times 10^{-4}$. На нижней панели показана эволюция внешнего радиуса горячего диска

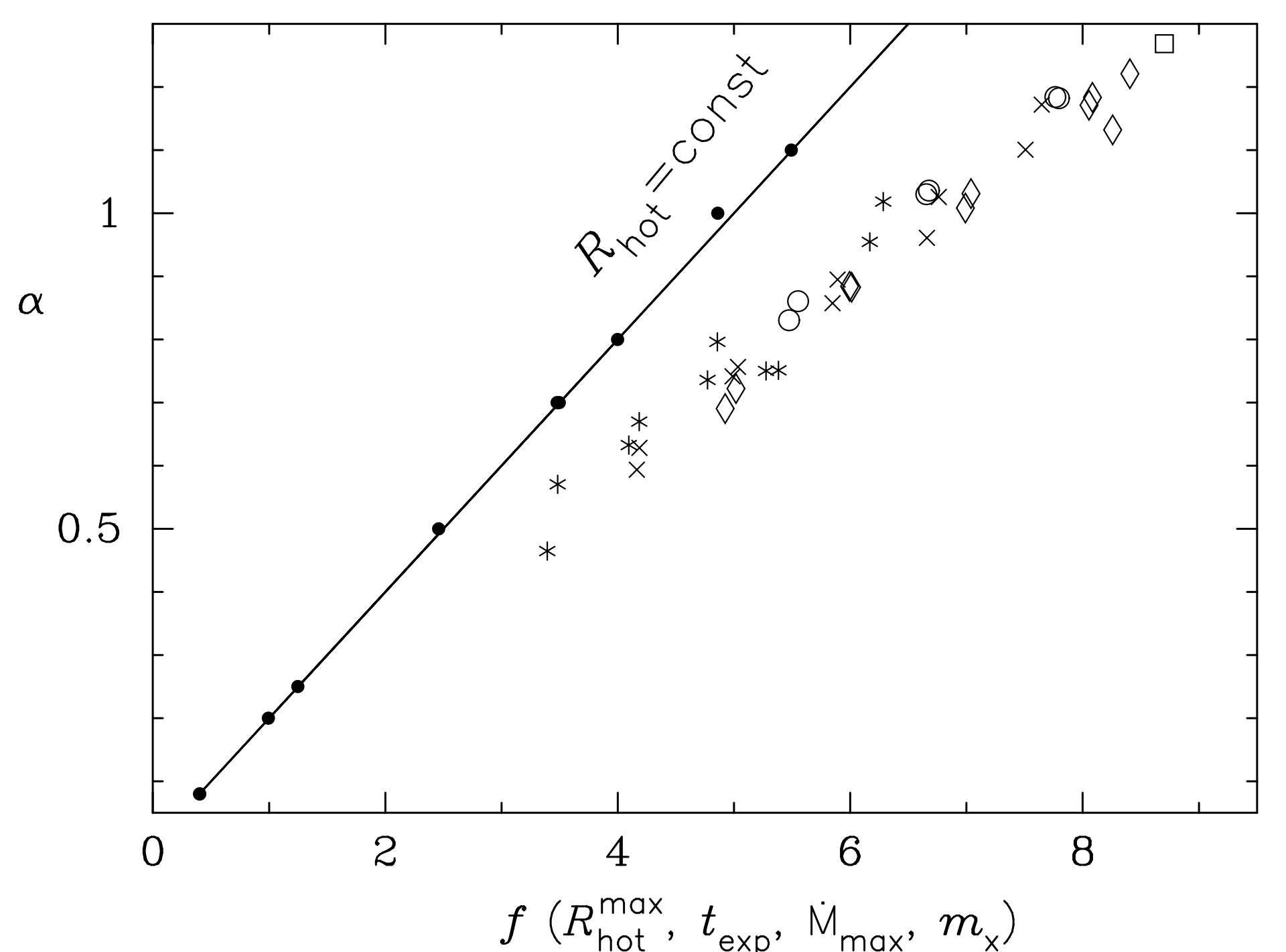


Рис. 6: Зависимость α от параметров вспышки и аккректора (см. формулы в тексте). Линией показана аппроксимация результатов моделирования Freddi аккреционного диска с постоянным радиусом R_{hot} . Символами обозначены результаты моделирования с переменным радиусом горячего диска, контролируемого облучением

