

Толщина аккреционных α -дисков: теория и наблюдения

В.Ф. Сулейманов,^{1,2} Г.В. Липунова,³ Н.И. Шакура^{3,4}

¹*Астрономическое отделение, Казанский*

государственный университет, Россия, e-mail vals@ksu.ru

²*Institut für Astronomie und Astrophysik, Sand 1, Tübingen, Germany*

³*Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия*

⁴*Max-Planck-Institut für Astrophysics,*

Karl-Schwarzschild-Str.1, Garching b. München, Germany

Толщины аккреционных дисков, полученные из наблюдений двойных систем, в несколько раз превышают теоретические значения, рассчитанные для стандартных α -дисков. В работе исследуются вертикальная и радиальная структуры α -диска и анализируются причины видимого несоответствия теоретических и наблюдательных толщин внешних частей дисков. Вертикальная структура диска получена двумя численными методами. В первом методе коэффициент непрозрачности находится интерполяцией из таблиц и численно решаются уравнения дисковой аккреции. Во втором методе непрозрачность задается аналитически и численно находятся поправочные коэффициенты к известным аналитическим решениям для зон аккреционных дисков с преобладанием электронного рассеяния и истинной непрозрачности. Результаты, полученные двумя методами, согласуются между собой. Получено выражение для оценки максимальной теоретической полутолщины аккреционного диска. Неоднородность распределения плотности по высоте увеличивает толщину диска примерно в 2.5 раза по сравнению с толщиной однородного диска $h \sim R(v_s/v_\varphi)$. Диски с солнечной металличностью толще еще примерно на 25% по сравнению с чисто водородными дисками.

Несмотря на это, различие между теоретическими и наблюдаемыми толщинами сохраняется. Обсуждаются возможные причины такого расхождения. Наиболее вероятным является присутствие вещества над диском в виде горячей короны, рассеивающей жесткое излучение центрального источника и внутреннего диска. Это эффективно увеличивает наблюдаемую толщину диска и облучение

его внешних частей. В этом случае объясняется и статистика затмений в двойных системах, и оптический поток от аккреционных дисков.

УДК 524.337.2-735

PACS: 97.10.Gz, 97.80.Jp

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время считается, что дисковая аккреция вещества служит источником энергии, излучаемой астрофизическими объектами многих типов. В картине дисковой аккреции все вещество вращается вокруг гравитирующего центра приблизительно в одной плоскости по практически круговым орбитам. Из-за вязкого трения диск излучает, а вещество дрейфует к центру. Современные модели аккреционных дисков основаны или же непременно сравниваются с теорией, разработанной Шакурой и Сюняевым в 1973 году [1, далее ШС73], за последующие десятилетия преобравшей статус стандартной картины аккреции в двойных системах и ядрах галактик (см., например, [2, 3]). Причем модели, построенные на основе аккреционных дисков Шакуры–Сюняева объясняют как общую энергетику объектов (рентгеновских двойных, катаклизмических переменных звезд, активных ядер галактик), так и во многих случаях распределение энергии в их спектрах и динамику происходящих в них нестационарных явлений. В частности, вспышки карликовых новых и рентгеновских новых звезд хорошо моделируются в рамках модели α -диска при учете неполной ионизации водорода в его внешних частях ([4–7]). Ход кривых блеска рентгеновских новых хорошо описывается в рамках нестационарной модели α -диска [8, 9] на этапе вязкой эволюции, когда все вещество в диске полностью ионизовано. В целом, динамика дисковой аккреции в реальных астрофизических объектах адекватно описывается в рамках предположений о тонком α -диске (см., однако, обсуждение в разделе 6).

Геометрическая толщина реальных аккреционных дисков в тесных двойных системах оценивалась различными косвенными методами, и существуют указания на то, что величина относительной полутолщины диска в ряде случаев значительна: 0.1–0.2, то есть в несколько раз больше толщины стандартного тонкого диска Шакуры–Сюняева $h/R \sim 0.05$. Таким образом, существует расхождение в величинах толщин диска, по-

лученных из исследования динамики аккреционных дисков и их геометрии, которая используется при построении моделей излучения двойных систем с аккреционным диском.

В данной работе мы проводим численное моделирование вертикальной структуры диска и на основе двух независимых методов получаем радиальную зависимость для толщины диска, которая достижима в рамках стандартной модели аккреционного диска. Также мы обсуждаем возможные причины, приводящие к тому, что тонкий аккреционный диск проявляет себя как более протяженный объект.

Вертикальная структура аккреционных дисков в общем случае (как стационарных, так и нестационарных) описывается системой четырех обыкновенных дифференциальных уравнений, точное решение которых при заданных граничных условиях может быть найдено численными методами. С введением в рассмотрение проинтегрированного по вертикальной координате уравнения углового момента количества движения находится радиальная структура стационарных аккреционных дисков. Система дифференциальных уравнений для вертикальной структуры диска решалась в ряде работ (см., например, [10–16]).

Мы рассмотрим два различных подхода к решению системы вертикальной структуры. В первом случае она решается численно с учетом реальной непрозрачности, одновременным учетом вклада газового и лучистого давления. Для Росселандова среднего используются величины из таблиц непрозрачности для газа с солнечным химическим составом [17–19].

Второй подход, предложенный и осуществленный в [15], заключается в поиске подобных решений системы уравнений вертикальной структуры, приведенной к безразмерному виду, с применением аналитической аппроксимации коэффициента непрозрачности:

$$\kappa = \kappa_0 \rho^\zeta / T^\nu, \quad (1)$$

которая имеет два варианта, в результате чего диск разделяется на две зоны. Степенные показатели ζ и ν имеют разные значения в зависимости от того, какие процессы дают основной вклад в непрозрачность. Ближе к центру диска главную роль играют процессы Томсоновского рассеяния на свободных электронах. Дальше от центра преобладают процессы фотоионизации ионов тяжелых элементов и свободно-свободные переходы. Вкладом давления излучения в этих двух зонах пренебрегаем.

Вблизи центра диска, где при больших темпах аккреции преобладает давление излучения, в веществе имеют место вязкостная (вековая) и тепловая неустойчивости [20–22], а на больших расстояниях развивается ионизационно–тепловая неустойчивость [4] из-за начала рекомбинации атомов водорода. Таким образом, в общем случае стабильная зона в диске ограничена по радиусу изнутри и снаружи. Например, для $M \sim 1M_{\odot}$, $\dot{M} \sim 10^{17}$ г/сек, $\mu \sim 0.6$, параметра турбулентности $\alpha \sim 0.1$, стационарная зона диска расположена между $\sim 7.5 \times 10^6$ см и $\sim 1.4 \times 10^{10}$ см. Представленные в настоящей работе результаты справедливы только в стационарных зонах аккреционных дисков, в которых преобладает газовое давление, а водород полностью ионизован.

В следующем разделе выписываются уравнения вертикальной структуры стандартного α -диска. В разделе 3 описан применявшийся метод численного решения. В разделе 4 на основе метода решения вертикальной структуры [15] (далее КШ98) выводятся аналитические радиальные зависимости. В разделе 5 мы сравниваем радиальные зависимости, построенные на основе разных методов решения вертикальной структуры. В заключительном разделе работы обсуждаются возможные причины расхождения между теоретически предсказываемыми толщинами дисков и их наблюдаемыми значениями.

2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Запишем основные уравнения стационарной дисковой аккреции [1, 23]. Релятивистские поправки, вводимые в уравнения для учета эффектов ОТО при аккреции на черную дыру, опускаем, так как будем исследовать области, удаленные от центра. Мы будем рассматривать геометрически тонкие оптически толстые аккреционные α -диски без учета адвекции и потери массы с поверхности. Это, в частности, означает, что угловая скорость вращения диска на каждом радиусе R равна Кеплеровской $\omega = \sqrt{GM/R^3}$. Светимость такого диска не превосходит Эддингтоновский предел. Параметрами, определяющими структуру диска, являются масса гравитирующего центра M , внутренний радиус аккреционного диска R_{in} , темп аккреции \dot{M} и параметр α , характеризующий вязкость вещества диска. Таким образом, в цилиндрических координатах для осесимметричного диска имеем следующие уравнения:

Уравнение неразрывности

$$2\pi R v_r \int_{-h}^h \rho \, dz = \dot{M}, \quad (2)$$

где ρ — плотность, v_r — радиальная компонента скорости вещества, h — полутолщина диска.

Закон сохранения углового момента

$$2\pi \int_{-h}^h w_{r\varphi} \, dz = \dot{M} \omega f(R), \quad (3)$$

где $w_{r\varphi}$ — касательная компонента тензора вязких напряжений, $f(R)$ — функция, содержащая информацию о граничных условиях на тензор вязких напряжений. Для нерелятивистского, стационарного, внешне неограниченного диска $f(R) = 1 - \sqrt{R_{\text{in}}/R}$, что соответствует условию равенства нулю вязких напряжений на внутренней границе диска. Вдали от центрального объекта $f(R) \cong 1$.

Уравнение гидростатического равновесия по z -координате

$$\frac{1}{\rho} \frac{dP}{dz} = -\omega^2 z, \quad (4)$$

где P — полное давление в диске, равное сумме давления излучения P_{rad} и давления газа P_{gas} , которое определяется из уравнения состояния для идеального газа

$$P_{\text{gas}} = \frac{\rho kT}{\mu m_p}, \quad (5)$$

μ — средний молекулярный вес вещества в диске, T — температура. Компонента тензора вязкости в каждой точке диска $w_{r\varphi}$ выражается через полное давление в этой точке при помощи параметра α [23]:

$$w_{r\varphi} = \alpha P. \quad (6)$$

Предполагаем, что энергия в диске вдоль z -координаты переносится излучением. При непрозрачности по Крамерсу конвекция не развивается [24]. Выпишем интегральные по частоте моменты стационарного уравнения переноса излучения: нулевой

$$\frac{1}{\rho} \frac{dQ}{dz} = 4\pi\kappa_a(B_T - J), \quad (7)$$

и первый момент

$$\frac{1}{3\rho} \frac{d\varepsilon_{\text{rad}}}{dz} = -\kappa_r \frac{Q}{c}. \quad (8)$$

Скорость генерации энергии определяется выражением

$$\frac{dQ}{dz} = \frac{3}{2} \omega w_{r\varphi}. \quad (9)$$

Здесь κ_a — средний по частоте коэффициент истинной непрозрачности, при полном ЛТР равный планковскому среднему, κ_r — Росселандов средный коэффициент поглощения, Q — поток лучистой энергии, $B_T = \sigma_{\text{СВ}} T^4 / \pi$ — интегральная по частоте функция Планка, J — интегральная по частоте средняя интенсивность излучения, связанная с плотностью лучистой энергии соотношением

$$\varepsilon_{\text{rad}} = \frac{4\pi J}{c}. \quad (10)$$

При термодинамическом равновесии имеет место простая связь между плотностью лучистой энергии и давлением излучения

$$P_{\text{rad}} = \frac{\varepsilon_{\text{rad}}}{3}, \quad (11)$$

которая будет использоваться в дальнейшем. Остальные обозначения стандартные.

Будем характеризовать модель аккреционного диска следующими физическими величинами, зависящими от радиуса диска: ρ_c , T_c — плотностью и температурой в плоскости симметрии диска при $z = 0$, полутолщиной диска $h = z(\tau_r = 2/3)$, где τ_r — Росселандова оптическая глубина диска, и поверхностной плотностью

$$\Sigma = \int_{-h}^h \rho dz.$$

Эти величины должны быть найдены из уравнений (2)–(9) с соответствующими граничными условиями. Описанию методики решения посвящен следующий раздел.

Отметим, что усреднение физических величин по z -координате позволяет перейти к алгебраическим уравнениям. Если при этом непрозрачность берется в виде (1), то получаются решения аналогичные [1].

3. ЧИСЛЕННОЕ РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЙ ВЕРТИКАЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ

На каждом радиусе диска его вертикальная структура может быть определена из решения дифференциальных уравнений (4), (8) и (9) с соответствующими граничными

условиями. Для нахождения температуры на каждой глубине мы использовали уравнение (7), пренебрегая членом dQ/dz , то есть определяли ее из термодинамического соотношения

$$B_T = \frac{\sigma_{\text{SB}} T^4}{\pi} = \frac{3c P_{\text{rad}}}{4\pi}.$$

Как было показано в [11] учет члена dQ/dz в уравнении (7) (физически он означает, что генерация тепловой энергии происходит на всех глубинах в диске) для эффективно оптически толстых дисков ведет к формированию короны над диском, однако незначительно влияет на температуру внутренних оптически толстых слоев диска.

Для удобства решения уравнения были переписаны в следующем виде:

$$\frac{1}{\rho} \frac{dP}{dz'} = (z_1 - z')\omega^2, \quad (12)$$

$$\frac{dQ}{dz'} = -\frac{3}{2}\alpha P\omega \quad (13)$$

$$\frac{dP_{\text{rad}}}{dz'} = \frac{\rho\kappa_{\text{r}}Q}{c}. \quad (14)$$

Здесь принято, что новая переменная $z' = z_1 - z$ (см. Рис. 1), где z_1 — параметр, формально соответствующий полутолщине диска при $\tau_{\text{r}} = 0$ (фактически он соответствует малой глубине $\tau_{\text{r}} \approx 10^{-5} - 10^{-6}$, с которой начинаются расчеты).

Интегрируя (9) с учетом (3), получаем:

$$Q_0 = \frac{3}{8\pi}\omega^2 \dot{M} f(R). \quad (15)$$

Здесь $Q_0 = \sigma_{\text{SB}} T_{\text{eff}}^4$ — поток лучистой энергии, выходящий с поверхности диска на данном радиусе. Данное выражение не зависит от деталей строения диска по z -координате, и может быть использовано в качестве граничного условия на поверхности диска.

Примем следующие граничные условия на поверхности ($z' = 0$):

$$Q(0) = Q_0, \quad \rho(0) = 0, \quad P(0) = P_{\text{rad}}(0) = \frac{2}{3} \frac{Q_0}{c}.$$

Граничным условием в плоскости симметрии диска является требование равенства нулю потока излучения:

$$Q(z' = z_1) = 0.$$

Таким образом, мы имеем 4 граничных условия для 3 неизвестных функций от независимой переменной z' . Уравнения (12)–(14) с указанными граничными условиями могут быть решены методом предсказания и коррекции от поверхности вглубь при заданном значении полутолщины диска z_1 . Величина z_1 заранее не известна. Из всех решений

уравнений (12)–(14) выбирается решение с такой величиной z_1 , которое удовлетворяет граничному условию в плоскости симметрии диска. Конкретно, значение z_1 находилось методом деления отрезка пополам до достижения условия $Q(z_1) < 0.01 Q_0$. В процессе решения непрозрачность на каждой глубине находилась итерациями до достижения относительной точности 1%. Текущее значение κ_T находилось по текущим значениям T_c и P_{gas} из таблиц непрозрачностей [17, 18], дополненных в сторону высоких температур [19]. Содержание химических элементов при этом предполагалось солнечным [25].

Далее на каждом радиусе диска определялись параметры диска: полутолщина h , равная расстоянию между плоскостью симметрии диска и уровнем, где оптическая глубина $\tau_r = 2/3$, и поверхностная плотность $\Sigma = 2 \int_{z_1-h}^{z_1} \rho dz'$. Колонковая плотность $\sigma(z')$ определяется четвертым дифференциальным уравнением:

$$\frac{d\sigma}{dz'} = \rho. \quad (16)$$

4. РАДИАЛЬНАЯ СТРУКТУРА ДИСКА: АНАЛИТИЧЕСКИЕ ЗАВИСИМОСТИ

Используя подход к расчету вертикальной структуры диска, предложенный КШ98, получим аналитические выражения для радиальных зависимостей параметров диска. КШ98 брали в коэффициент непрозрачности κ_T в аналитическом виде (1), в котором индексы ζ и ν зависят от типа непрозрачности в диске. В зоне В, где преобладает рассеяние на свободных электронах, $\zeta = \nu = 0$; в зоне С, где поглощение обусловлено свободно-свободными и связанно-свободными переходами, формула (1) приобретает вид формулы Крамерса с $\zeta = 1$ и $\nu = -7/2$. Предполагалось также, что давлением излучения в диске можно пренебречь. Как оказалось из сравнения результатов двух методов расчета вертикальной структуры, в зоне В это предположение заметно ограничивает точность решения, если $P_{\text{rad}} \gtrsim (0.2 \div 0.3) P_{\text{gas}}$.

В методе, предложенном КШ98, рассматривается система уравнений для безразмерных функций P/P_c , z/h , Q/Q_0 , T/T_c . Независимой переменной уравнений КШ98 является колонковая плотность, отсчитываемая от плоскости симметрии диска и нормированная на величину $\Sigma/2$. В переписанной таким образом системе уравнений (12)–(16) присутствуют четыре безразмерные величины Π_1 , Π_2 , Π_3 и Π_4 , являющиеся комбинациями физических параметров диска и радиуса R (см. также [26]).

Чтобы найти решение (четыре функции и четыре неизвестных параметра), ставятся

восемь граничных условий — четыре на поверхности диска и четыре в его плоскости симметрии. В этих граничных условиях появляется свободный параметр задачи, различный в зонах В и С, который представляет собой меру оптической толщи диска. Поверхность диска также определяется по-разному в двух зонах. В зоне с преобладающей ролью поглощения в непрозрачности за поверхность диска принят уровень, где оптическая толщина, рассчитываемая от бесконечности до поверхности диска равна $2/3$ и температура равна эффективной. В зоне с преобладающей ролью Томсоновского рассеяния в качестве поверхности диска берется уровень, где наступает термализация излучения и эффективная оптическая глубина $\tau^\dagger \cong 1$. Эффективная оптическая толщина набирается как $d\tau^\dagger = \sqrt{\kappa_{\text{ff}}(\kappa_{\text{T}} + \kappa_{\text{ff}})} \rho dz$. КШ98 провели численное интегрирование системы уравнений и затабулировали значения $\Pi_{1..4}$ в зависимости от величины свободного параметра, δ или τ_0^1 .

Используя определения безразмерных параметров $\Pi_{1..4}$ из КШ98, найдем полутолщину диска h , поверхностную плотность Σ , плотность ρ_c и температуру T_c в форме радиальных зависимостей, включающих также общие параметры аккреционного диска. В стационарном режиме дисковой аккреции имеем связь (15) между потоком с поверхности диска Q_0 и темпом аккреции.

Отнормируем параметры диска на характерные значения для аккреционных дисков в двойных системах с компонентами звездных масс:

$$\begin{aligned} M &= m M_\odot, & \dot{M} &= \dot{M}_{17} \times 10^{17} \text{г/с}, \\ R &= R_7 \times 10^7 \text{см (зона В)} \quad \text{или} \quad R = R_{10} \times 10^{10} \text{см (зона С)}. \end{aligned} \tag{17}$$

В качестве характерного значения коэффициента κ_0 из выражения (1) мы используем в зоне В величину $\kappa_{\text{T}}^* = 0.335 \text{ см}^2/\text{г}$, полученную аппроксимацией к табличным значениям [17, 18], для среды с весовыми долями водорода $X = 0.69$ и гелия $Y = 0.27$, и величину $\kappa_0^* = 5 \times 10^{24} \text{ см}^5 \text{г}^{-2} \text{К}^{7/2}$ в зоне С [3, глава 5]. Соответствующий молекулярный вес μ равен 0.62. В среде с таким химическим составом поглощение излучения происходит, главным образом, в результате фотоионизации ионов тяжелых элементов.

Итак, в зоне В, где по определению основной вклад в непрозрачность дают процессы рассеяния на свободных электронах и где газовое давление больше радиационного,

¹ Уточненные таблицы в электронном виде доступны по запросу к авторам или по адресу <http://xray.sai.msu.ru/~galja/data/PPPP/>.

решая систему алгебраических уравнений из КШ98 для $\Pi_{1..4}$ и учитывая (15) и (17), получим:

$$h/R = 0.0092 m^{-7/20} M_{17}^{1/5} \alpha^{-1/10} R_7^{1/20} f(R)^{1/5} \left(\frac{\mu}{0.6}\right)^{-2/5} \left(\frac{\kappa_T}{\kappa_T^*}\right)^{1/10} \Pi_h, \quad (18)$$

$$\Sigma = 5.1 \times 10^3 m^{1/5} M_{17}^{3/5} \alpha^{-4/5} R_7^{-3/5} f(R)^{3/5} \left(\frac{\mu}{0.6}\right)^{4/5} \left(\frac{\kappa_T}{\kappa_T^*}\right)^{-1/5} \Pi_\Sigma \text{ г/см}^2, \quad (19)$$

$$\rho_c = 2.8 \times 10^{-2} m^{11/20} M_{17}^{2/5} \alpha^{-7/10} R_7^{-33/20} f(R)^{2/5} \left(\frac{\mu}{0.6}\right)^{6/5} \left(\frac{\kappa_T}{\kappa_T^*}\right)^{-3/10} \Pi_\rho \text{ г/см}^3, \quad (20)$$

$$T_c = 8.2 \times 10^6 m^{3/10} M_{17}^{2/5} \alpha^{-1/5} R_7^{-9/10} f(R)^{2/5} \left(\frac{\mu}{0.6}\right)^{1/5} \left(\frac{\kappa_T}{\kappa_T^*}\right)^{1/5} \Pi_T \text{ К}. \quad (21)$$

Комбинации безразмерных параметров Π_h , Π_Σ , Π_ρ и Π_T связаны следующим образом с параметрами $\Pi_{1..4}$:

$$\begin{aligned} \Pi_h &= \Pi_1^{1/2} \Pi_3^{1/10} \Pi_4^{-1/10}, & \Pi_\Sigma &= \Pi_3^{4/5} \Pi_4^{1/5}, \\ \Pi_\rho &= \Pi_1^{-1/2} \Pi_2^{-1} \Pi_3^{7/10} \Pi_4^{3/10}, & \Pi_T &= \Pi_3^{1/5} \Pi_4^{-1/5}. \end{aligned} \quad (22)$$

Их величины в зависимости от свободного параметра δ показаны на Рис. 2 слева. Свободный параметр δ определяется в виде

$$\delta = \frac{\tau}{\tau_T(\tau^\dagger = 1)},$$

где τ — оптическая толщина по рассеянию в диске:

$$\tau = \kappa_T \frac{\Sigma}{2} \quad (23)$$

и $\tau_T(\tau^\dagger = 1)$ — оптическая толщина по рассеянию, набирающаяся от бесконечности до поверхности диска, расположенной на глубине термализации излучения (КШ98). Для нахождения глубины термализации используем приближенное условие:

$$\tau^\dagger = - \int_\infty^h \sqrt{\kappa_{\text{ff}} \kappa_T} \rho dz \cong 1$$

(см., например, [27, 28]). Из уравнения гидростатического баланса в изотермическом приближении получаем закон для уменьшения плотности вещества над диском и находим

$$\delta = \frac{\tau}{\tau_T(\tau^\dagger = 1)} = \left[\frac{2^{3/4}}{18} \frac{\rho_c \kappa_0}{T_c^{7/2}} \kappa_T (\rho_c h)^2 \frac{\Pi_1 \Pi_2^3}{\Pi_4^{9/8}} \right]^{8/15},$$

которое довольно слабо зависит от параметров диска: для характерных величин, использованных нами для нормировок в зоне В, можно использовать следующую оценку, в которую включены самые сильные зависимости:

$$\delta \sim 200 \left(\frac{\kappa_0}{\kappa_0^*} \right)^{8/15} \Pi_1^{4/15} \frac{R_7^{4/25} \dot{M}_{17}^{8/75} \mu_6^{28/25}}{\alpha^{64/75}}. \quad (24)$$

В зоне В оптическая толща по рассеянию $\tau_T(\tau^\dagger = 1)$, рассчитанная от бесконечности до глубины термализации, больше 1, поскольку велика роль рассеяния:

$$\tau_T(\tau^\dagger = 1) = \frac{\tau}{\delta} \sim 4 \left(\frac{\kappa_T}{\kappa_T^*} \right)^{76/75} \left(\frac{\kappa_0}{\kappa_0^*} \right)^{-8/15} \Pi_1^{-4/15} \dot{M}_{17}^{37/75} \frac{m^{19/75}}{R_7^{19/25}}. \quad (25)$$

При уменьшении темпа аккреции зона В смещается по радиусу к центру диска, уступая место зоне С.

Вблизи центрального объекта при больших темпах аккреции в диске появляется зона с преобладающей ролью давления излучения. Радиус, на котором сравниваются давление излучения $a T_c^4/3$ и давление газа $\rho_c \mathcal{K} T_c / \mu$ в плоскости симметрии диска (граница между зонами А и В, [1]) приближенно оценивается как:

$$R_{AB} \sim 10^7 m^{1/3} \dot{M}_{17}^{16/21} \alpha^{2/21} \left(\frac{\mu}{0.6} \right)^{8/21} \left(\frac{\kappa_T}{\kappa_T^*} \right)^{6/7} \text{ см}. \quad (26)$$

Здесь взяты характерные значения безразмерных параметров $\Pi_{1..4}$ и $f(R) = 1$. Выражение (26) является оценкой сверху, так как $f(R) \leq 1$.

Далее, в зоне С, где основной вклад в непрозрачность дают процессы поглощения свободно-свободными и связанно-свободными переходами и газовое давление много больше радиационного, получаем следующие выражения:

$$h/R = 0.020 m^{-3/8} \dot{M}_{17}^{3/20} \alpha^{-1/10} R_{10}^{1/8} f(R)^{3/20} \left(\frac{\mu}{0.6} \right)^{-3/8} \left(\frac{\kappa_0}{\kappa_0^*} \right)^{1/20} \Pi_h, \quad (27)$$

$$\Sigma = 33 m^{1/4} \dot{M}_{17}^{7/10} \alpha^{-4/5} R_{10}^{-3/4} f(R)^{7/10} \left(\frac{\mu}{0.6} \right)^{3/4} \left(\frac{\kappa_0}{\kappa_0^*} \right)^{-1/10} \Pi_\Sigma \text{ г/см}^2, \quad (28)$$

$$\rho_c = 8.0 \times 10^{-8} m^{5/8} \dot{M}_{17}^{11/20} \alpha^{-7/10} R_{10}^{-15/8} f(R)^{11/20} \left(\frac{\mu}{0.6} \right)^{9/8} \left(\frac{\kappa_0}{\kappa_0^*} \right)^{-3/20} \Pi_\rho \text{ г/см}^3, \quad (29)$$

$$T_c = 4.0 \times 10^4 m^{1/4} \dot{M}_{17}^{3/10} \alpha^{-1/5} R_{10}^{-3/4} f(R)^{3/10} \left(\frac{\mu}{0.6} \right)^{1/4} \left(\frac{\kappa_0}{\kappa_0^*} \right)^{1/10} \Pi_T \text{ К}, \quad (30)$$

где комбинации безразмерных параметров связаны с параметрами $\Pi_{1..4}$ следующим образом:

$$\begin{aligned} \Pi_h &= \Pi_1^{19/40} \Pi_2^{-1/20} \Pi_3^{1/10} \Pi_4^{-1/20}, & \Pi_\Sigma &= \Pi_1^{1/20} \Pi_2^{1/10} \Pi_3^{4/5} \Pi_4^{1/10}, \\ \Pi_\rho &= \Pi_1^{-17/40} \Pi_2^{-17/20} \Pi_3^{7/10} \Pi_4^{3/20}, & \Pi_T &= \Pi_1^{-1/20} \Pi_2^{-1/10} \Pi_3^{1/5} \Pi_4^{-1/10}, \end{aligned} \quad (31)$$

и показаны на Рис. 2b в зависимости от свободного параметра τ_0 :

$$\tau_0 = \frac{\kappa_0 \rho_c}{T_c^{7/2}} \frac{u}{2} = 500 \frac{\dot{M}_{17}^{1/5} f(r)^{1/5}}{\alpha^{4/5}} \left(\frac{\mu}{0.6} \right) \left(\frac{\kappa_0}{\kappa_0^*} \right)^{2/5} \frac{\Pi_3^{4/5} \Pi_4^{3/5}}{\Pi_1^{1/5} \Pi_2^{2/5}}, \quad (32)$$

приблизительно равного

$$\tau_0 \sim 300 \dot{M}_{17}^{1/5} \alpha^{-4/5} \left(\frac{\kappa_0}{\kappa_0^*} \right)^{2/5}. \quad (33)$$

Полная оптическая толщина

$$\tau = \int_0^h \kappa_0 \rho^2 T^{-7/2} dz \quad (34)$$

найдена КШ98 в процессе численного решения уравнений вертикальной структуры и однозначно зависит от τ_0 . Приведем также формулу, аппроксимирующую табличные значения с точностью лучше 1% при $\tau_0 > 6$:

$$\tau \approx 1.042 \tau_0^{1.006}. \quad (35)$$

Для часто имеющего интерес интервала значений общих параметров диска величины $\lg(\delta)$ и $\lg(\tau_0)$ лежат в пределах от 2 до 4. Для этих значений рассмотренные комбинации из величин $\Pi_{1,2,3,4}$ практически не меняются с радиусом, и внутри каждой зоны можно пользоваться одной характерной величиной:

$$\text{(зона В)} \quad \Pi_h \approx 2.6, \quad \Pi_\Sigma = 0.96, \quad \Pi_\rho = 0.67, \quad \Pi_T = 1.2, \quad (36)$$

$$\text{(зона С)} \quad \Pi_h \approx 2.6, \quad \Pi_\Sigma = 1.03, \quad \Pi_\rho = 0.76, \quad \Pi_T = 1.09. \quad (37)$$

Граница между зонами В и С приблизительно определяется из равенства κ_T и $\kappa_0 \rho T^{7/2}$ в плоскости симметрии диска (для характерных значений безразмерных параметров $\Pi_{1..4}$ и $f(R) = 1$):

$$R_{BC} \sim 5 \times 10^7 m^{1/3} \dot{M}_{17}^{2/3} \left(\frac{\mu}{0.6} \right)^{-1/3} \left(\frac{\kappa_0}{\kappa_0^*} \right)^{-2/3} \left(\frac{\kappa_T}{\kappa_T^*} \right)^{4/3} \text{ см.}$$

За внешнюю границу зоны С примем радиус, где начинается рекомбинация атомов водорода (при $T_{\text{eff}} \sim 10^4$ К). При этом диск становится неустойчивым, а в переносе энергии к поверхности начинает играть роль конвекция из-за значительного увеличения коэффициента непрозрачности вещества [4, 10]. В тех областях уже нельзя аппроксимировать коэффициент непрозрачности κ_r законом Крамерса. Из условия $T_{\text{eff}} = 10^4$ К, приравнявая правую часть (15) и $\sigma_{\text{SB}} T_{\text{eff}}^4$, получим:

$$R_C \approx 1.4 \times 10^{10} m^{1/3} \dot{M}_{17}^{1/3} \text{ см.} \quad (38)$$

Рассмотрим диск, вещество которого состоит исключительно из водородной плазмы ($\mu = 0.5$), и примем для такой среды величину непрозрачности $\kappa_T = 6.4 \times 10^{22} \rho T^{-7/2}$ см²/г ([2]; в работе [1] использована близкая величина), которая определяется только свободно-свободными переходами электронов в плазме. Она на два порядка меньше величины непрозрачности для связанно-свободных переходов κ_0^* , однако результирующее изменение физических величин будет подавлено маленькими степенями, в которых входит коэффициент непрозрачности в выражения (27)–(30). Например, полутолщина диска (27) изменится за счет непосредственного уменьшения κ_0 и μ , а также Π_h , так как τ_0 упадет почти в 10 раз (см. (32) и рис. 2b). Итого, получим, что в случае $\mu = 0.5$ полутолщина диска h на $\sim 25\%$ меньше, чем при $\mu = 0.62$.

Если в формулах для радиальных зависимостей физических параметров диска положить все параметры $\Pi_{1..4}$ равными 1, $\kappa_T = 0.4$ см²/г, $\kappa_0 = 6.4 \times 10^{22}$ см⁵г⁻²К^{7/2} и $\mu = 0.5$, то они совпадут с выражениями для стандартного α -диска в [2, глава 3].

Численное решение уравнений вертикальной структуры дает бóльшую толщину диска по сравнению с толщиной однородного диска, или так называемым “характерным гидростатическим размером” v_s/ω , где v_s — скорость звука в плоскости симметрии. То, что численно рассчитанная толщина диска больше примерно в 2 раза “характерного гидростатического размера”, отмечается еще в работе ШС73 (см. их рис.11 в [1]). Это увеличение обусловлено неоднородностью распределения плотности и температуры по толщине диска, и составляет фактор порядка $\sqrt{\Pi_1} \sim 2.5$ (см. КШ98):

$$h \cong \sqrt{\Pi_1} \sqrt{\frac{\Re T_c}{\mu}} \frac{1}{\omega}. \quad (39)$$

5. СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТА ВЕРТИКАЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ

Сравнение результатов, полученных двумя описанными выше методами, будем производить путем построения радиальных зависимостей основных физических параметров: относительной полутолщины и поверхностной плотности диска, плотности и температуры в его центральной плоскости. Эти зависимости построены для двух моделей аккреционного диска вокруг черной дыры массой $M = 10M_\odot$, $\mu = 0.62$, $\alpha = 0.3$ и с темпами аккреции, соответствующим болометрическим светимостям диска $0.002 L_{\text{Ед}}$ и $0.2 L_{\text{Ед}}$, где $L_{\text{Ед}} = 1.26 \cdot 10^{39}$ эрг/с — Эддингтоновская светимость для объекта с массой

$10M_{\odot}$. Построенные зависимости изображены на рисунках 3–8. Вертикальными линиями изображены формальные границы между зонами А, В и С. Для рисунков слева зона А отсутствует. Кривые даны вплоть до радиуса, на котором эффективная температура равна 10^4 К.

Пунктирными линиями показаны зависимости для зоны В, рассчитанные по формулам (18)–(21), прерывистыми — зависимости для зоны С из (27)–(30). Значения безразмерных параметров, кроме Π_h , берутся согласно (36) и (37). Параметр Π_h слегка меняется при изменении темпа аккреции на 2 порядка. Мы использовали следующие значения: для $\dot{M} = 3.36 \times 10^{16}$ г/с $\Pi_h = 2.61$ в зоне В и $\Pi_h = 2.58$ в зоне С, для $\dot{M} = 3.36 \times 10^{18}$ г/с $\Pi_h = 2.69$ в зоне В и $\Pi_h = 2.67$ в зоне С.

Зависимости, выраженные аналитическими формулами (пунктирная и штриховые кривые), хорошо согласуются с точным решением, полученным для табличных значений непрозрачности (жирная сплошная кривая) в областях, где давление излучения пренебрежимо мало. Полутолщины дисков в зоне С для $\dot{M} = 3.36 \times 10^{18}$ г/с, рассчитанные для табличных непрозрачностей и по закону (27), различаются, главным образом, из-за отличий закона непрозрачности по Крамерсу и реальной (табличной) непрозрачности (см. рис. 3 справа). Необходимо помнить, что коэффициент $\kappa_0^* = 5 \times 10^{24} \text{ см}^5 \text{ г}^{-2} \text{ К}^{7/2}$ является аппроксимацией, более или менее точной в зависимости от конкретных параметров аккреционного диска. Отличия, обусловленные вкладом давления излучения, становятся заметными, когда $P_{\text{rad}}/P_{\text{gas}} \gtrsim 0.2 \div 0.3$.

Согласие результатов двух численных методов расчета вертикальной структуры аккреционного диска в общей области применимости методов (там, где можно пренебречь ролью давления излучения) говорит также в пользу надежности каждого из методов. Это дает основание для использования формул (18)–(21), (27)–(30) для описания радиальной структуры диска в зонах В и С между радиусами, которые оцениваются формулами (26) и (38), при условии, что давление излучения в области В не превосходит $0.3 P_{\text{gas}}$.

6. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Полутолщина внешних частей классических оптически толстых аккреционных α -дисков солнечного химсостава в зоне полной ионизации водорода составляет (см. (27)

и (37)):

$$\frac{h_d}{R} = 0.05 m^{-3/8} \dot{M}_{17}^{3/20} \alpha^{-1/10} R_{10}^{1/8}.$$

Как отмечалось ранее, данная формула справедлива для зон, где перенос энергии к поверхности осуществляется излучением. В более удаленных от центра областях, где начинается рекомбинация водорода и развивается конвекция, толщина диска уменьшается и его поверхность оказывается в тени [10]. Таким образом, мы ограничимся рассмотрением диска с полностью ионизованным водородом и $T_{\text{eff}} \gtrsim 10^4$ К. Будем считать также, что максимальная относительная полутолщина диска h_d/R достигается на радиусе, соответствующем $T_{\text{eff}} = 10^4$ К.

Тогда мы можем записать выражение для максимальной относительной полутолщины диска в зависимости от его параметров

$$\frac{h_d}{R}(\text{max}) = 0.093 m^{-17/120} \alpha^{-1/10} \dot{m}^{23/120}, \quad (40)$$

где \dot{m} — темп аккреции, нормированный на величину критического темпа аккреции $1.26 \times 10^{38} (m/\eta c^2)$, соответствующего Эддингтоновской болометрической светимости. Принято, что $\eta = 1/12$. Из этого выражения легко получить, что для дисков высокой светимости ($\dot{m} \approx 1$) вокруг нейтронных звезд в маломассивных рентгеновских двойных $h_d/R \approx 0.1$ при $\alpha = 0.1$. Диски вокруг черных дыр с массой $\sim 10M_\odot$ в рентгеновских новых в максимуме блеска ($\dot{m} \sim 0.5$) при том же значении параметра α имеют максимальную относительную полутолщину ~ 0.07 . Следовательно, можно с уверенностью утверждать, что относительная полутолщина α -дисков не может существенно превышать 0.1. Напомним, что мы рассматриваем диски с темпом аккреции меньше критического, $\dot{m} \lesssim 1$.

Сравним полученную величину с данными наблюдений.

Анализ данных для достаточно хорошо исследованных 11 рентгеновских новых с черными дырам [29] показывает, что нет систем с углом наклона орбитальной плоскости к лучу зрения больше 75° . Редкость затмений в рентгеновских новых с черными дырами и нейтронными звездами также приводит к заключению, что они не наблюдаются “с ребра” [29, 30]. Следовательно, в этих системах рентгеновское излучение внутреннего плоского диска блокируется частями диска или структурами над диском (например, его хромосферой или короной), имеющими значительную относительную толщину, которая порядка или более тангенса половины угла, под которым виден с компактного объекта

вторичный компонент: $\sim 0.15 - 0.25$.

О геометрии переизлучающих областей также можно получить информацию методом эхо-картографирования (см., например, [31, 32]), который заключается в анализе задержек между вариациями рентгеновского излучения и оптического потока, которые зависят от расстояния, проходимого рентгеновскими фотонами до переизлучения. Для маломассивной рентгеновской двойной GRO J1655–40 [31] получили полутолщину диска на внешнем радиусе ~ 0.24 . Далее, повышенная относительная толщина внешних частей аккреционных дисков следует из большого отношения оптического излучения к рентгеновскому в тех же рентгеновских новых во время вспышки [33, 34] и в сверхмягких рентгеновских источниках [35, 36]. Об этом также говорит анализ амплитуды оптической переменности маломассивных двойных рентгеновских источников вследствие эффекта отражения от диска и вторичной компоненты [37]. Такого рода оценки основываются на том, что оптическое излучение диска определяется в значительной степени поглощением и переработкой жесткого рентгена, и поэтому они зависят, в частности, от геометрии областей, перехватывающих излучение, и от типа центрального источника.

В [38] предложена методика оценки наибольших вязких времен в аккреционных дисках по положению излома в спектре мощности вариаций рентгеновского излучения в маломассивных рентгеновских двойных. Из величины вязкого времени можно получить оценку на полутолщину диска на внешнем краю. Она оказалась существенно больше, чем толщина стандартного диска. Авторы исследовали спектры мощности 12 источников и сделали вывод, что значительная часть аккреционного потока может идти в оптически тонком горячем “корональном потоке” с характерными размерами $h/R \gtrsim 0.1 - 0.3$.

Проанализируем возможные пути увеличения толщины α -дисков и согласования теории с наблюдениями.

С теоретической точки зрения для того, чтобы увеличить толщину диска, можно повысить температуру в его плоскости симметрии (см. формулу (39)).

Во-первых, для этого можно увеличить поверхностную плотность диска Σ . В этом случае возрастет и его оптическая толща и температура в центральной плоскости, так как $T_c \sim (\kappa_r \Sigma)^{1/4} T_{\text{eff}}$. Простейшие оценки показывают, что при сохранении светимости диска это можно сделать лишь путем уменьшения вязкости в диске на много порядков, то есть параметр α должен быть порядка 10^{-6} . Такая величина параметра α представляется маловероятной, поскольку динамика угасания вспышек карликовых новых [5, 6]

и рентгеновских новых [7, 8, 34, 39] хорошо объясняется в рамках геометрически тонких нестационарных аккреционных дисков с параметром $\alpha \sim 0.1 - 1$ для зон с полной ионизацией.

Другой гипотетической возможностью увеличить температуру в центральной плоскости диска является облучение внешних частей диска жестким излучением. Отношение потока, облучающего элемент поверхности диска, расположенного под углом $\approx (dh_{\text{irr}}/dR - h_{\text{irr}}/R)$, к внутреннему потоку, выработанного из-за вязкого трения (см., например, [1, 40], а также (15)):

$$\frac{Q_{\text{irr}}}{Q_0} = \frac{4}{3} \eta \Psi(\theta) (1 - A_x) \frac{h_{\text{irr}}}{R} \left(\frac{d \ln h_{\text{irr}}}{d \ln R} - 1 \right) \frac{R}{R_{\text{grav}}} \equiv \frac{4}{3} \eta \mathcal{C} \frac{R}{R_{\text{grav}}}, \quad (41)$$

где h_{irr} — высота, на которой происходит перехват рентгеновского излучения, $\eta \sim 0.1$ — эффективность аккреции, $(1 - A_x)$ — доля падающего потока, которая подвергается термализации, зависящая от альбедо диска и распределения энергии в спектре центрального источника [41], $R_{\text{grav}} = 2GM/c^2$. Для профиля стандартного диска выражение в крайних правых скобках в (41) равно $1/8$ (см. (27)).

Функция $\Psi(\theta)$ описывает угловое распределение центрального излучения: поток меняется от угла как $\Psi(\theta)L/4\pi R^2$, θ — угол между нормалью к плоскости, в которой лежит центральная часть диска, и направлением от нее к облучаемому элементу поверхности диска. $\Psi(\theta) = 1$ в случае точечного центрального источника, $\Psi(\theta) = 2 \cos(\theta)$ для плоского центрального диска [42, 43]. Второй случай может реализоваться, если центральный объект — черная дыра. При этом обычно используется приближение $\cos(\theta) \approx h_{\text{irr}}/R$ для больших углов θ , что справедливо для геометрически тонких внешних частей дисков.

Температура в плоскости симметрии диска может быть оценена как

$$T_c^4 \cong \frac{3}{8} \tau_0 T_{\text{eff}}^4 + T_{\text{irr}}^4,$$

где $T_{\text{irr}}^4 = Q_{\text{irr}}/\sigma_{\text{SB}}$. Для увеличения толщины диска, скажем, вдвое, необходимо будет увеличить температуру в 4 раза, а для этого необходим поток в $\sim 95 \tau_0$ раз больше собственного, так как

$$\frac{Q_{\text{irr}}}{Q_0} \cong \frac{3\tau_0}{8} \left(\left(\frac{T_c^{\text{new}}}{T_c^{\text{old}}} \right)^4 - 1 \right).$$

При $\alpha = 0.5$ по формуле (33) параметр $\tau_0 \sim 1000$ для солнечного хим. состава и $\tau_0 \sim 170$ для диска из чистого водорода. А по формуле (41) получаем верхнюю оценку на

отношение потоков:

$$\frac{Q_{\text{irr}}}{Q_0} \approx 75 \frac{C}{5 \times 10^{-3}} \left(\frac{\eta}{0.1} \right)^{2/3} \frac{\dot{m}^{1/3}}{m^{1/3}}.$$

Эта оценка получена для внешней границы зоны С (38). Таким образом, видим, что и формально облучения не достаточно для заметного утолщения диска при любом хим. составе.

Более того, [44] рассчитывают вертикальную структуру облученного диска и аргументируют, что при глубоком прогреве стационарного диска внешним потоком температура в центральной плоскости диска увеличивается, поверхностная плотность и оптическая толщина уменьшаются, а геометрическая толщина практически не меняется.

В ряде работ толщина дисков определяется из отношения рентгеновского и оптического потоков, то есть фактически в них определяется параметр облучения. Рассмотрим подробнее этот параметр

$$C = \Psi(\theta) (1 - A_x) \frac{h_{\text{irr}}}{R} \left(\frac{d \ln h_{\text{irr}}}{d \ln R} - 1 \right),$$

который выше мы нормировали на характерное значение (см., например, [7] и ссылки в ней). Величина C может быть определена из наблюдаемого отношения рентгеновского и оптического потоков и комбинирует в себе две наименее определенные величины — толщину и альбедо диска, и поэтому ее удобно использовать для сравнения с предсказаниями различных моделей.

Важно отметить, что учет эффектов ОТО на распространение света вблизи черной дыры увеличивают функцию $\Psi(\theta)$ по сравнению с плоской метрикой для больших углов θ . Главным образом, из-за эффекта абберации происходит прижатие траекторий фотонов к плоскости диска [45]. Так, для плоского диска вокруг экстремально вращающейся черной дыры Керра с $a_{\text{Керр}} = 0.9981$ в направлении $\cos(\theta) \sim 0.1$ множитель $\Psi(\theta)$ в 3–4 раза выше, чем при распространении света в плоском пространстве (рис. 9). Учет потемнения к краю излучения, исходящего с поверхности диска, приводит к уменьшению числа фотонов на больших θ . Коэффициент в законе потемнения к краю $u = 0$ при локальном изотропном распространении фотонов с поверхности диска, $u = 1.5$ для модели серой атмосферы, $u = 2.06$ для атмосферы с преобладающей ролью рассеяния на электронах (см. [46, 47]). Прерывистой линией на рис. 9 показана зависимость $\Psi(\theta)$, рассчитанная с учетом переизлучения фотонов, вернувшихся в диск.

Примем в первом приближении, что профиль диска соответствует стандартной модели. Тогда без учета релятивистского усиления получаем для плоского диска

$$\mathcal{C} \sim 6 \times 10^{-5} \left(\frac{h_{\text{irr}}/R}{0.05} \right)^2 \frac{1 - A_x}{0.1} \quad (42)$$

и для точечного источника

$$\mathcal{C} \sim 6 \times 10^{-4} \left(\frac{h_{\text{irr}}/R}{0.05} \right) \frac{1 - A_x}{0.1}.$$

Если изотропно излучающий источник поднят на высоту Z_x над плоскостью симметрии, то \mathcal{C} подрастет в $1 + (Z_x/h_{\text{irr}})(d \ln h_{\text{irr}}/d \ln R - 1)^{-1}$ раз [48].

В процессе моделирования рентгеновской и оптической кривых блеска [33] получили, что для рентгеновской новой А 0620–00 (1975) $\mathcal{C} \sim 0.004$ для эпохи, когда центральный рентгеновский источник — это диск, и $\mathcal{C} \sim 0.0014$ для GS 1124–683 (1991). В модели из [34] для вспышки А 0620–00 на временах 10–50 дней после пика получается, что $\mathcal{C} \sim (6 - 9) \times 10^{-3}$. С другой стороны, [37], исследуя маломассивные рентгеновские двойные системы с нейтронными звездами, получили $\mathcal{C} \sim 0.002 - 0.004$.

Итак, по формуле (42) для эффективности переработки рентгена $1 - A_x \sim 0.1$ [41], максимальной толщине для стандартного диска $h_{\text{irr}}/R \sim 0.05 - 0.1$ и с учетом релятивистского усиления ~ 4 получаем $\mathcal{C} \sim 0.00025 - 0.001$, из чего следует что, вообще говоря, или толщина диска должна быть больше стандартной, либо эффективность переработки рентгена 0.1 недостаточна для согласования с наблюдениями, либо обе эти величины нуждаются в увеличении. Аналогичный вывод следует для случая центрального точечного источника.

Если у диска есть горячая корона, то преимущественно там происходит первичное рассеяние жестких фотонов на свободных электронах, и далее эти фотоны могут проникать в подфотосферные слои диска с последующим поглощением [44, 49]. В результате перехвата рентгена в короне эффективная полутолщина диска по перехвату h_{irr} оказывается в 1.5–2.5 раза больше стандартной h_d . Модели корон рассматривались в работах [49–55]. Вещество над диском также может представлять собой слой, образующийся из газа, перетекающим с соседней компоненты (см., например, [56–58]).

В результате тепловой неустойчивости над стандартным диском может появиться двухфазная среда, состоящая из облаков с температурой $\sim 10^4$ К и межоблачного вещества с температурой примерно на два порядка выше. В [59] предложена модель, со-

гласно которой на облаках могут происходить многократные процессы рассеяния рентгена и результирующий коэффициент переработки в оптическое излучение $(1 - A_x)$ увеличивается до $0.3 - 0.5$.

Рассмотрим также вариант скрученного диска, который может перехватывать значительную долю центрального излучения. В [14, 33] предлагалось, что в маломассивных рентгеновских двойных диски могут быть скрученными как в Her X-1 [60]. Существует ряд причин возможного искривления дисков: из-за эффекта Ленза-Тирринга [61], из-за давления излучения [62, 63] и другие.

Величина C для диска, скрученного из-за момента сил, порождаемого давлением излучения, была рассчитана в [64] и показано, что она может быть значительна даже при высоком альбедо диска (был рассмотрен случая изотропно излучающего центрального источника). С другой стороны авторы делают вывод, что только в небольшом числе маломассивных рентгеновских двойных систем (преимущественно длиннопериодических) такое искривление диска может развиться.

В случае скрученности диска из-за разнонаправленности спина черной дыры и вектора орбитального момента двойной системы, его геометрия зависит от отношения величин вязкостного параметра α и полутолщины диска (см., например, [65]). Приблизительно можно представить такой диск, как состоящий из двух частей: внешней, лежащей в орбитальной плоскости двойной, и повернутой внутренней. Предположим, что собственная полутолщина диска незначительна (как у стандартного диска). Заметим, что если центральный источник излучает изотропно, эффекта увеличения перехвата рентгеновского потока таким диском не будет. Но и в случае неизотропного излучения (вполне ожидаемого, поскольку центральный объект — черная дыра) мы не получим заметного увеличения доли перехватываемого потока. При учете эффектов ОТО на распространение фотонов, диаграмма направленности излучения плоского диска становится более изотропной (см. рис. 9). К тому же необходимо помнить, что для скрученного диска площадь облучаемой поверхности в два раза меньше. Например, если относительная полутолщина диска ~ 0.05 , то, лежа в плоскости, он перехватывает поток $L_x(0.05)^2/r^2$ при $\Psi(\theta) = 2 \cos(\theta)$. Применяя угловое распределение для черной дыры с максимальным моментом при учете потемнения к краю с коэффициентом 1.5 (зачерненные кружочки на рис. 9), рассчитаем, что на самом деле нескрученный диск перехватывает $\sim 0.024L_x/r^2$, то есть на порядок больше. Предположим, что внешние

части такого диска наклонены так, что тангенс угла между плоскостью диска и экваториальной плоскостью черной дыры равен $0.2 R$, тогда несложный численный расчет дает, что половиной диска перехватывается всего $\sim 0.015 L_x / r^2$.

Таким образом, представляется более вероятным, что наблюдаемая полутолщина аккреционных дисков объясняется наличием вещества над их поверхностью (корона и/или ветер), оптически толстого в радиальном направлении. При определенных условиях эта среда может быть неоднородной.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе описан метод расчета вертикальной структуры стандартного α -диска. На основе независимого метода расчета вертикальной структуры [15] нами получены аналитические радиальные зависимости для параметров дисков, дающие, в частности, явную зависимость от коэффициента непрозрачности. Получено согласие двух методов в области, где предположения моделей одинаковы, то есть, где водород полностью ионизован и можно пренебречь давлением излучения.

Численное решение уравнений вертикальной структуры диска со стандартным космическим обилием элементов дает почти в 3 раза бóльшую толщину диска по сравнению с так называемым “характерным гидростатическим размером”. Такой диск толще чисто водородного примерно на четверть.

Известным несоответствием, обсуждаемым в настоящей работе, между наблюдательными характеристиками двойных систем с аккреционными дисками и теоретическими предсказаниями, является толщина диска. Наблюдательные оценки следуют из предположения, что внешняя часть диска (его фотосфера) перехватывает рентгеновское излучение центрального источника. Использование модели стандартного диска приводит к заключению, что для согласования с наблюдениями необходимо ввести в рассмотрение вещество над диском, перехватывающее рентген. При наличии над диском горячей короны, рассеивающей рентгеновское излучение, толщина h_{irr} по перехвату может стать в 1.5–3 раза больше толщины стандартного диска h_d . В таком случае можно объяснить и статистику затмений в двойных системах, и оптический поток от аккреционных дисков в рентгеновских источниках.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 06-02-16025-а и 05-02-17744, а

также Президентской программы поддержки ведущих научных школ НШ-784.2006.2.
Г. Липунова благодарит Ю. Ю. Ковалева за поддержку.

Контактная информация:

19992 г. Москва, Университетский пр-т, д. 13 ГАИШ МГУ

тел.: (495) 939-50-06

факс: (495) 932-88-41

e-mail: vals@ksu.ru

8. СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

-
1. N. I. Shakura and R. A. Sunyaev, *A&A* **24**, 337 (1973).
 2. S. Kato, J. Fukue, and S. Mineshige, *Black-hole accretion disks* (Kyoto University Press, Kyoto, Japan, 1998), ISBN 4876980535.
 3. J. Frank, A. King, and D. J. Raine, *Accretion Power in Astrophysics* (Cambridge University Press, Cambridge, UK, 2002), 3rd ed., ISBN 0521620538.
 4. F. Meyer and E. Meyer-Hofmeister, *A&A* **104**, L10 (1981).
 5. J. Smak, *Acta Astronomica* **34**, 161 (1984).
 6. J. K. Cannizzo, *The Limit Cycle Instability in Dwarf Nova Accretion Disks* (Accretion Disks in Compact Stellar Systems, 1993), p. 6.
 7. G. Dubus, J.-M. Hameury, and J.-P. Lasota, *A&A* **373**, 251 (2001).
 8. G. V. Lipunova and N. I. Shakura, *A&A* **356**, 363 (2000).
 9. G. V. Lipunova and N. I. Shakura, *Astronomy Reports* **46**, 366 (2002).
 10. F. Meyer and E. Meyer-Hofmeister, *A&A* **106**, 34 (1982).
 11. G. Shaviv and R. Wehrse, *A&A* **159**, L5 (1986).
 12. V. F. Suleimanov, *Soviet Astronomy Letters* **18**, 104 (1992).
 13. J.-M. Hameury, K. Menou, G. Dubus, J.-P. Lasota, and J.-M. Hure, *MNRAS* **298**, 1048 (1998).
 14. G. Dubus, J.-P. Lasota, J.-M. Hameury, and P. Charles, *MNRAS* **303**, 139 (1999).
 15. N. A. Ketsaris and N. I. Shakura, *Astronomical and Astrophysical Transactions* **15**, 193 (1998).
 16. J. K. Cannizzo, *ApJ* **385**, 94 (1992).
 17. R. L. Kurucz, *Atlas: A computer program for calculating model stellar atmospheres* (SAO Special Report, Cambridge: Smithsonian Astrophysical Observatory, 1970).
 18. R. Kurucz, *Kurucz CD-ROMs*, Cambridge, Mass.: Smithsonian Astrophysical Observatory (1993).
 19. В. Ф. Сулейманов, *Письма в Астрономический Журнал* **17**, 575 (1991).
 20. A. P. Lightman and D. M. Eardley, *ApJ* **187**, L1+ (1974).
 21. N. Shibazaki and R. Hōshi, *Progress of Theoretical Physics* **54**, 706 (1975).
 22. N. I. Shakura and R. A. Sunyaev, *MNRAS* **175**, 613 (1976).

23. N. I. Shakura, *AZh* **49**, 921 (1972).
24. R. J. Tayler, *MNRAS* **191**, 135 (1980).
25. N. Grevesse and E. Anders, in *AIP Conf. Proc. 183: Cosmic Abundances of Matter*, edited by C. J. Waddington (1989), pp. 1–8.
26. Y. E. Lyubarskij and N. I. Shakura, *Pisma v Astronomicheskii Zhurnal* **13**, 917 (1987).
27. Y. B. Zel'dovich and N. I. Shakura, *AZh* **46**, 225 (1969).
28. D. Mihalas, *Stellar atmospheres* (San Francisco, W. H. Freeman and Co., 1978), 2nd ed.
29. R. Narayan and J. E. McClintock, *ApJ* **623**, 1017 (2005).
30. M. Milgrom, *A&A* **67**, L25 (1978).
31. K. O'Brien, K. Horne, R. I. Hynes, W. Chen, C. A. Haswell, and M. D. Still, *MNRAS* **334**, 426 (2002), astro-ph/0204018.
32. R. I. Hynes, in *ASP Conf. Ser. 330: The Astrophysics of Cataclysmic Variables and Related Objects*, edited by J.-M. Hameury and J.-P. Lasota (2005), pp. 237–+.
33. A. A. Esin, E. Kuulkers, J. E. McClintock, and R. Narayan, *ApJ* **532**, 1069 (2000).
34. V. F. Suleimanov, G. V. Lipunova, and N. I. Shakura, in *ESA SP-552: 5th INTEGRAL Workshop on the INTEGRAL Universe*, edited by V. Schoenfelder, G. Lichti, and C. Winkler (2004), pp. 403–+.
35. R. Popham and R. Di Stefano, Tech. Rep., Smithsonian Astrophysical Observatory (1996).
36. S. Schandl, E. Meyer-Hofmeister, and F. Meyer, *A&A* **318**, 73 (1997).
37. J. A. de Jong, J. van Paradijs, and T. Augusteijn, *A&A* **314**, 484 (1996).
38. M. Gilfanov and V. Arefiev, *ArXiv Astrophysics e-prints* (2005), arXiv:astro-ph/0501215.
39. Ü. Ertan and M. A. Alpar, *A&A* **393**, 205 (2002), astro-ph/0207214.
40. A. R. King and H. Ritter, *MNRAS* **293**, L42 (1998).
41. V. Suleimanov, F. Meyer, and E. Meyer-Hofmeister, *A&A* **350**, 63 (1999).
42. Н. Г. Бочкарев, Р. А. Сюняев, Т. С. Хрузина, А. М. Черепашук, and Н. И. Шакура, *Астрономический Журнал* **65**, 778 (1988).
43. J. Fukue, *PASJ* **44**, 663 (1992).
44. А. В. Мещеряков and Н. И. Шакура (2006), готовится к публикации.
45. C. T. Cunningham, *ApJ* **202**, 788 (1975).
46. S. Chandrasekhar, *Radiative transfer* (New York: Dover, 1960).
47. A. Laor, H. Netzer, and T. Piran, *MNRAS* **242**, 560 (1990).

48. R. I. Hynes, *ApJ* **623**, 1026 (2005).
49. M. A. Jimenez-Garate, J. C. Raymond, and D. A. Liedahl, *ApJ* **581**, 1297 (2002), astro-ph/0208488.
50. M. C. Begelman and C. F. McKee, *ApJ* **271**, 89 (1983).
51. M. de Kool and D. Wickramasinghe, *MNRAS* **307**, 449 (1999), astro-ph/9903151.
52. A. Róžańska and B. Czerny, *A&A* **360**, 1170 (2000).
53. F. Meyer, B. F. Liu, and E. Meyer-Hofmeister, *A&A* **361**, 175 (2000), astro-ph/0007091.
54. K. A. Miller and J. M. Stone, *ApJ* **534**, 398 (2000), astro-ph/9912135.
55. J. M. Miller, J. Raymond, A. Fabian, D. Steeghs, J. Homan, C. Reynolds, M. van der Klis, and R. Wijnands, *Nature* **441**, 953 (2006), astro-ph/0605390.
56. J. Frank, A. R. King, and J.-P. Lasota, *A&A* **178**, 137 (1987).
57. P. J. Armitage and M. Livio, *ApJ* **470**, 1024 (1996), astro-ph/9606038.
58. D. V. Bisikalo, P. V. Kaigorodov, A. A. Boyarchuk, and O. A. Kuznetsov, *Astronomy Reports* **49**, 701 (2005).
59. V. Suleimanov, F. Meyer, and E. Meyer-Hofmeister, *A&A* **401**, 1009 (2003).
60. N. I. Shakura, N. A. Ketsaris, M. E. Prokhorov, and K. A. Postnov, *MNRAS* **300**, 992 (1998), astro-ph/9806126.
61. J. M. Bardeen and J. A. Petterson, *ApJ* **195**, L65 (1975).
62. J. A. Petterson, *ApJ* **216**, 827 (1977).
63. J. E. Pringle, *MNRAS* **281**, 357 (1996).
64. G. I. Ogilvie and G. Dubus, *MNRAS* **320**, 485 (2001), astro-ph/0009264.
65. S. H. Lubow, G. I. Ogilvie, and J. E. Pringle, *MNRAS* **337**, 706 (2002), astro-ph/0208206.
66. R. Speith, H. Riffert, and H. Ruder, *Computer Physics Communications* **88**, 109 (1995).
67. K. A. Arnaud, in *ASP Conf. Ser. 101: Astronomical Data Analysis Software and Systems V*, edited by G. H. Jacoby and J. Barnes (1996), pp. 17–+.
68. L.-X. Li, E. R. Zimmerman, R. Narayan, and J. E. McClintock, *ApJS* **157**, 335 (2005).

THICKNESS OF ACCRETION DISKS: THEORY VS OBSERVATIONS

V. F. Suleimanov, G. V. Lipunova, N. I. Shakura

Thickness of accretion disks obtained from binary systems observations exceeds several times its theoretical value calculated for the standard α -disk. We study vertical and radial structure of α -disk and analyze the causes of apparent inconsistency between theoretical and experimental thickness of the outer parts of the disks. The vertical structure is calculated by two methods. In the first method, the opacity coefficient is derived from opacity tables by interpolation, and equations of disk accretion are solved numerically. An analytic form of opacity coefficient is used in the second method, and correction factors to the well-known analytic expressions are obtained numerically for two different opacity mechanisms. Results of the two methods agree well. A theoretical estimate of the maximum thickness of a subcritical accretion disk in a binary system is given. The inhomogeneity of the density distribution over disk height augments the disk thickness about 2.5 times comparing with the thickness of the uniform disk $h \sim R(v_s/v_\varphi)$. Disks with solar abundance of elements are thicker by additional 25% comparing to hydrogen disks.

However, discrepancy remains between theoretical and experimental thicknesses. Possible reasons are discussed. We see it more likely that there is a matter above the disk, in a form of a corona, scattering hard radiation of the central source and the inner disk. This matter increases the observed thickness of a disk and intensifies its irradiation. In such a way eclipse statistics in binary systems, as well as amount of optical flux from the disks can be explained.

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

- Рис. 1. Система координат в диске. Штриховая линия соответствует плоскости симметрии диска, сплошные линии — поверхности диска, где $\tau_r = 2/3$. Штрих-пунктиром показана верхняя поверхность диска, где $\tau_r = 0$.
- Рис. 2. Зависимости безразмерных факторов, рассчитанных по (22) — слева и по (31) — справа, от логарифмов величин, характеризующих оптическую толщину диска, построенные, соответственно, для Таблиц 2а и 1а из КШ98.
- Рис. 3. Относительная полутолщина диска. Параметры диска: $m = 10$, $R_{\text{grav}} = 2GM/c^2 \approx 3 \times 10^6$ см, $\alpha = 0.3$, $\mu = 0.62$ и $\dot{M} = 3.36 \times 10^{16}$ г/с (слева) и $\dot{M} = 3.36 \times 10^{18}$ г/с (справа). Сплошная жирная кривая — результат точной модели с табличными значениями непрозрачности и $P = P_{\text{rad}} + P_{\text{gas}}$; пунктирной и штриховой кривыми изображены законы для зоны В и С соответственно, полученные с использованием аналитической аппроксимации коэффициента непрозрачности.
- Рис. 4. Температура в плоскости симметрии диска. Параметры и обозначения те же, что на рис. 3. Штрих-пунктирной линией показана эффективная температура $T_{\text{eff}} = (Q_o/\sigma_{\text{SB}})^{1/4}$.
- Рис. 5. Поверхностная плотность диска. Параметры и обозначения те же, что на рис. 3.
- Рис. 6. Плотность в плоскости симметрии диска. Параметры и обозначения те же, что на рис. 3.
- Рис. 7. Отношение давления излучения к давлению газа в плоскости симметрии диска. Параметры диска и обозначения те же, что на рис. 3.
- Рис. 8. Оптическая толща диска. Параметры диска и обозначения те же, что на рис. 3. Пунктирная кривая в зоне В рассчитана по формуле (23), штриховая в зоне С — по (35).
- Рис. 9. Угловое распределение излучения от диска с учетом эффектов ОТО. Кривые 1–3 рассчитаны в коде [66] для коэффициента $u = 0, 1.5$ и 2.6 в законе потемнения к краю. Кривая 4 рассчитана для $u = 0$ и с учетом переизлучения фотонов, вернувшихся в диск, в модели *kerrbb* в XSPEC 11.3.1 [67] по коду, описанному

в [68]. Прямой линией 5 изображена функция $\Psi(\theta) = 2 \cos(\theta)$ для Ньютоновской метрики.

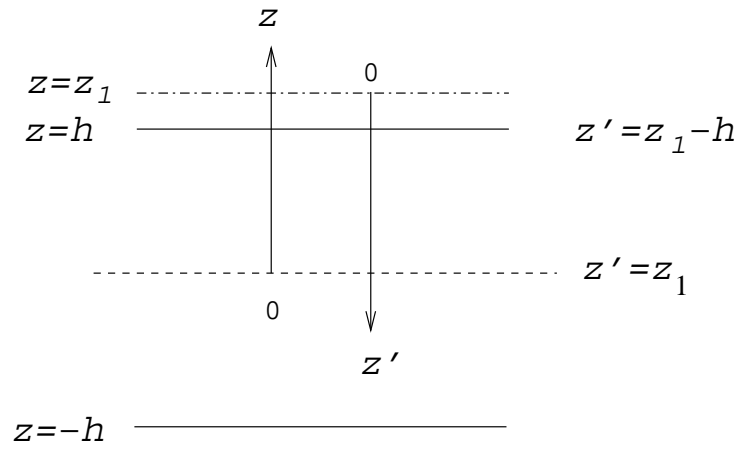


Рис. 1.

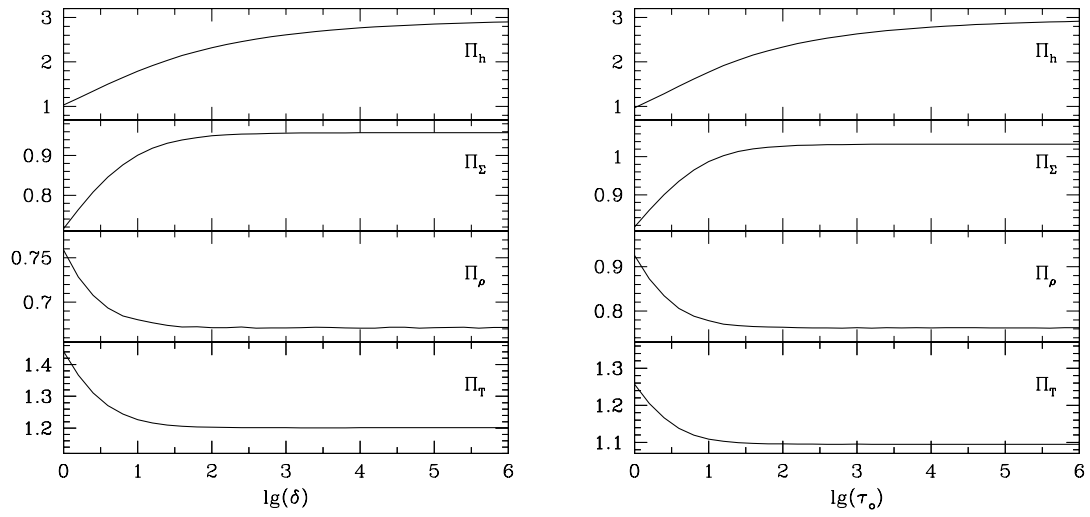


Рис. 2.

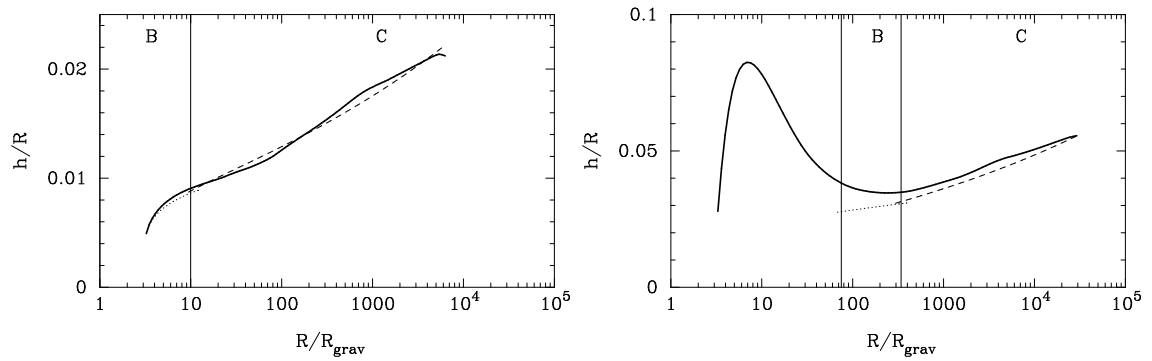


Рис. 3.

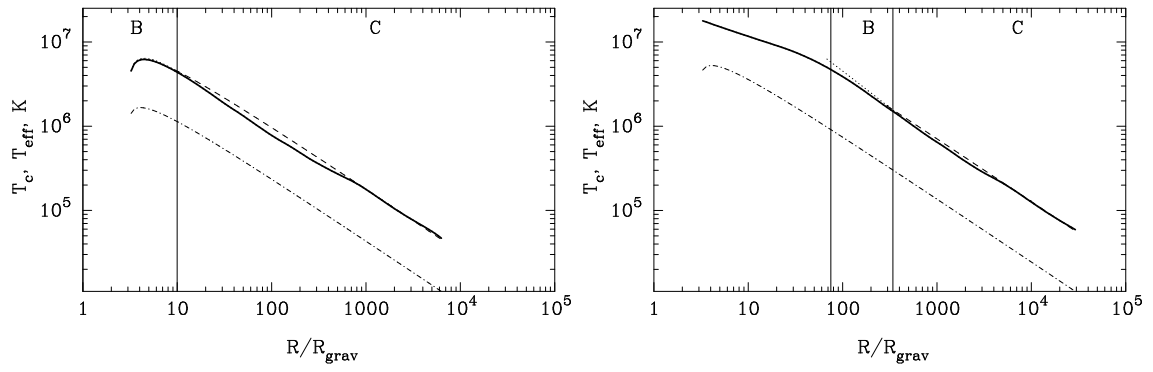


Рис. 4.

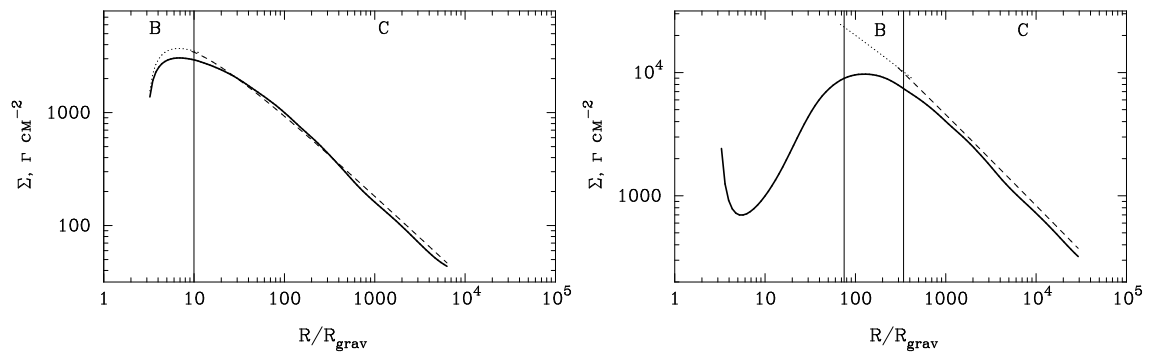


Рис. 5.

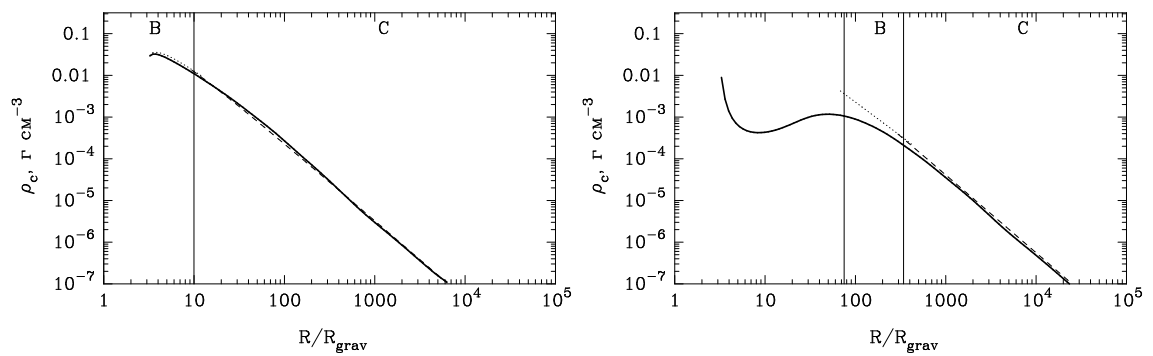


Рис. 6.

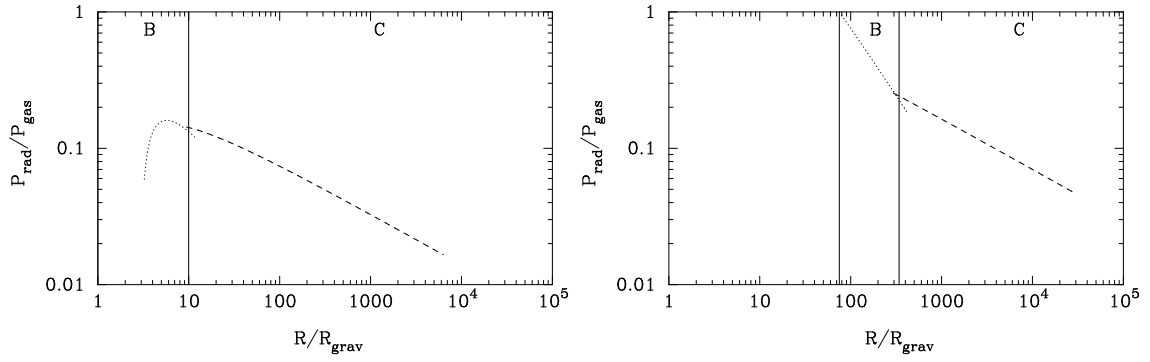


Рис. 7.

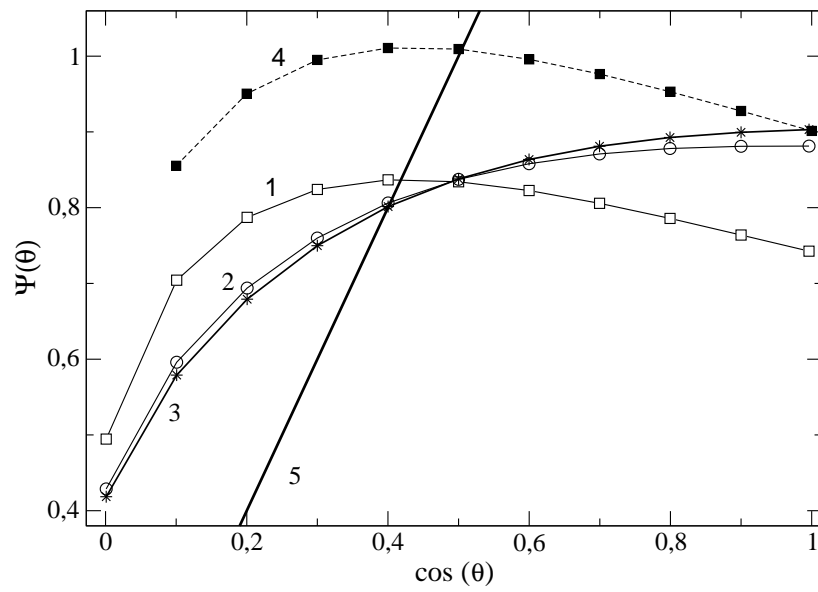
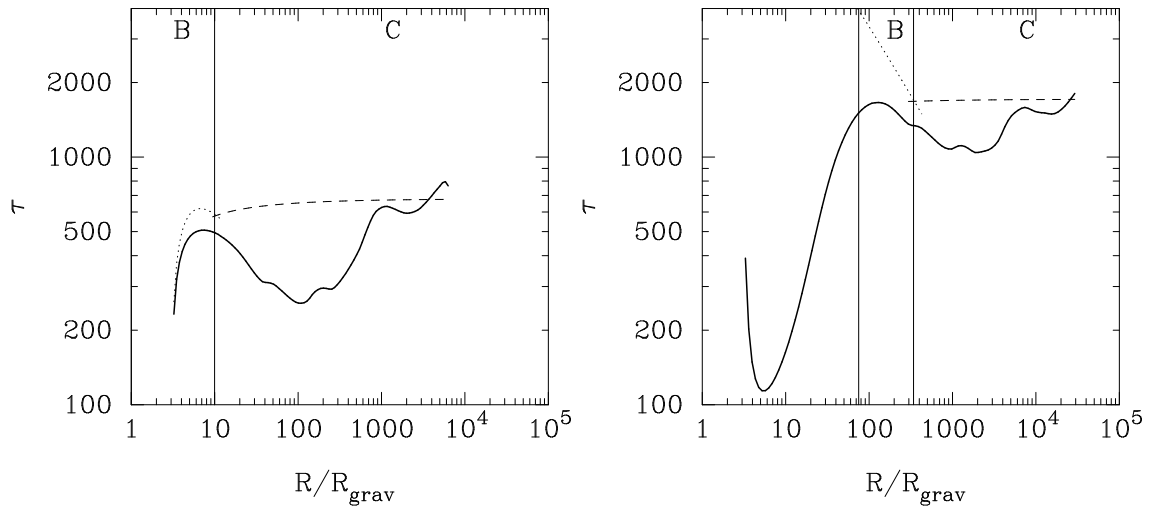


Рис. 9.