

МОДЕЛИ АККРЕЦИОННЫХ ДИСКОВ ВЫСОКОЙ СВЕТИМОСТИ ВОКРУГ ЧЕРНЫХ ДЫР

А.С.КЛЕПНЕВ^{1,2}, Г.С.БИСНОВАТЫЙ-КОГАН^{1,2}

Поступила 25 февраля 2010

Рассматривается стационарная задача аккреции на невращающуюся черную дыру. Учитывается адвекция и используются обобщенные формулы для радиационного давления, описывающие одновременно оптически тонкий и оптически толстый случаи. Делается особый упор на рассмотрение моделей с большой скоростью аккреции. Исследованы свойства глобальных решений для аккреционного диска, описывающих непрерывный переход между оптически толстой внешней и оптически тонкой внутренней областями. Показано существование максимальной температуры диска для модели с параметром вязкости $\alpha = 0.5$. Для модели с $\alpha = 0.01$ показано отсутствие оптически тонких областей при любых значениях мощности аккреции.

Ключевые слова: аккреция: черные дыры - гидродинамика

1. *Введение.* Стандартная модель аккреционного диска [1] базируется на некоторых серьезных упрощающих предположениях. Диск должен быть геометрически тонким и вращаться с кеплеровской угловой скоростью. Эти предположения позволяют пренебречь радиальными градиентами величин и перейти в итоге от дифференциальных уравнений к алгебраическим. Для малых мощностей аккреции $\dot{M}$ это предположение оказывается вполне уместным.

Однако с конца семидесятых годов было показано, что при больших темпах аккреции структура диска может отличаться от стандартной модели. Для решения более общей задачи, в рассмотрение структуры диска была включена адвекция и радиальный градиент давления [2]. Численные решения для аккреционного диска с адвекцией были получены в работах [3,4] для оптически толстого случая.

Локальные решения уравнений без адвекции с использованием общих формул для радиационного излучения и радиационного давления показывают наличие двух типов решений: оптически толстого и оптически тонкого, которые не пересекаются, если $\dot{M} < \dot{M}_{\text{cr}} \approx (0.6 - 0.9) \dot{M}_{\text{EDD}}$ в случае $\alpha = 1$ и $M_{\text{BH}} = 10^8 M_{\odot}$ [5]. В этой работе было показано, что для больших мощностей аккреции отсутствуют локальные решения, которые непрерывны во всей области существования диска и имеют кеплеровское вращение. В работе [5] это было объяснено тем, что при мощностях аккреции больше чем $\dot{M}_{\text{cr}}$ адвекция начинает играть важную роль.

Самосогласованное решение для адвективного аккреционного диска с непрерывным описанием всей области между оптически тонким и оптически толстым регионами получено в работе [6]. Решение для адвективного аккреционного диска в настоящей работе строится в тех же физических предположениях, что и в работе [6], для более широкого набора параметров α и $\dot{M}$. При этом используется более точное выражение [7] для эффективной оптической толщины $\tau_* = ((\tau_0 + \tau_\alpha)\tau_\alpha)^{1/2}$. Была написана новая программа численных расчетов, основанных на методе релаксации, с рассмотрением внутренней особой точки по методу, изложенному в Приложении В к работе [4].

2. *Основные уравнения.* Рассмотрим уравнения, описывающие одномерный, усредненный в вертикальном направлении стационарный аккреционный диск. Эти уравнения учитывают эффект адвекции и применимы для любого значения вертикальной оптической толщины диска. Мы используем псевдо-ньютоновское приближение для описания структуры диска вблизи черной дыры, где эффекты ОТО учитываются посредством потенциала Пачинского-Вииты [7].

$$\Phi(r) = -\frac{GM}{r-2r_g}. \quad (1)$$

Здесь M - масса черной дыры, $2r_g = 2GM/c^2$ - гравитационный радиус. Самогравитацией диска пренебрегается.

В нашей модели используется самая простая параметризация тензора вязкости [1]

$$t_{r\phi} = -\alpha P. \quad (2)$$

Закон сохранения массы имеет следующий вид

$$\dot{M} = 4\pi r h \rho v, \quad (3)$$

где $\dot{M}$ - мощность аккреции, $\dot{M} > 0$, h - полутолщина диска.

Равновесие в вертикальном направлении

$$\frac{dP}{dz} = -\rho z \Omega_K^2. \quad (4)$$

Заменяя производную в левой части отношением P/h и, полагая $z=h$, справа для случая геометрически тонкого диска это уравнение можно записать в виде

$$h = \frac{c_s}{\Omega_K}, \quad (5)$$

где $c_s = \sqrt{P/\rho}$ - изотермическая скорость звука.

Уравнения движения имеют вид в радиальном

$$v \frac{dv}{dr} = -\frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} + (\Omega^2 - \Omega_K^2)r, \quad (6)$$

и в азимутальном

$$\frac{\dot{M}}{4\pi} \frac{d\ell}{dr} + \frac{d}{dr} (r^2 h t_{r\varphi}) = 0 \quad (7)$$

направлениях, где Ω_K - кеплеровская угловая скорость, $\Omega_K^2 = GM/r(r - 2r_g)^2$, $\ell = \Omega r^2$ - удельный угловой момент и $t_{r\varphi}$ есть (r, φ) -компонента тензора вязкости. Другие компоненты этого тензора считаются пренебрежимо малыми. Вертикально усредненное уравнение сохранения энергии имеет вид

$$Q_{adv} = Q^+ - Q^-, \quad (8)$$

где

$$Q_{adv} = -\frac{\dot{M}}{4\pi r} \left[\frac{dE}{dr} + P \frac{d}{dr} \left(\frac{1}{\rho} \right) \right], \quad (9)$$

$$Q^+ = -\frac{\dot{M}}{4\pi} r \Omega \frac{d\Omega}{dr} \left(1 - \frac{l_{in}}{l} \right), \quad (10)$$

$$Q^- = \frac{2aT^4c}{3(\tau_\alpha + \tau_0)h} \left[1 + \frac{4}{3(\tau_0 + \tau_\alpha)} + \frac{2}{3\tau_\alpha^2} \right]^{-1} \quad (11)$$

поток энергии (эрг/см²/с), связанные с адвекцией, вязкой диссипацией и излучением с поверхности, соответственно; T - температура, a - постоянная излучения, τ_0 - томсоновская оптическая толщина, для водородного состава $\tau_0 = 0.4\rho h$. Здесь мы ввели оптическую толщину поглощения,

$$\tau_\alpha = 5.2 \cdot 10^{21} \frac{\rho^2 T^{1/2} h}{acT^4}, \quad (12)$$

и эффективную оптическую толщину

$$\tau_* = [(\tau_0 + \tau_\alpha)\tau_\alpha]^{1/2}. \quad (13)$$

Здесь мы используем формулу для эффективной оптической толщины τ_* в полном виде, в отличие от предыдущей статьи [4], где авторы пользовались приближенной формулой $\tau_* = (\tau_0\tau_\alpha)^{1/2}$, имея в виду неравенство $\tau_0 \gg \tau_\alpha$.

Уравнение состояния берется для смеси вещества и излучения

$$P_{tot} = P_{gas} + P_{rad}. \quad (14)$$

Здесь газовое давление определяется стандартной формулой

$$P_{gas} = \rho RT, \quad (15)$$

где R - газовая константа.

Выражение для радиационного давления имеет вид

$$P_{rad} = \frac{\alpha T^4}{3} \left[1 + \frac{4}{3(\tau_0 + \tau_\alpha)} \right] \left[1 + \frac{4}{3(\tau_0 + \tau_\alpha)} + \frac{2}{3\tau_\alpha^2} \right]^{-1}. \quad (16)$$

Удельная энергия смеси вещества и излучения есть

$$\rho E = \frac{3}{2} P_{gas} + 3 P_{rad}. \quad (17)$$

Выражения для Q^- и P_{rad} , справедливые при любой оптической толще, для случая $\tau_0 \gg \tau_\alpha$ получены в работе [5].

3. *Сингулярные точки.* Согласно [6], написанная система дифференциальных и алгебраических уравнений может быть сведена к двум обыкновенным дифференциальным уравнениям [6]

$$\frac{x}{v} \frac{dv}{dx} = \frac{N}{D}, \quad (18)$$

$$\frac{x}{v} \frac{dc_s}{dx} = 1 - \left(\frac{v^2}{c_s^2} - 1 \right) \frac{N}{D} + \frac{x^2}{c_s^2} \left(\Omega^2 - \frac{1}{x(x-2)^2} \right) + \frac{3x-2}{2(x-2)}. \quad (19)$$

Здесь числитель N и знаменатель D - алгебраические выражения, зависящие от x , v , c_s и l_m , и проведено обезразмеривание этих уравнений. Координата $x = r/r_g$, $r_g = GM/c^2$; скорости v и c_s обезразмеривались относительно скорости света, а удельный угловой момент l_m - относительно величины c/r_g .

Эта система дифференциальных уравнений имеет две сингулярные точки, которые определяются условиями

$$D = 0, \quad N = 0. \quad (20)$$

Внутренняя сингулярная точка расположена вблизи последней устойчивой орбиты с $r = 6r_g$. Внешняя сингулярная точка, расположенная на расстояниях много больших r_g , является артефактом, возникшим вследствие использования нами искусственной параметризации тензора вязкости $t_{r\varphi} = -\alpha P$. Если использовать физически корректную параметризацию $t_{r\varphi} = \rho v r \frac{d\Omega}{dr}$, то внешней особой точки не будет [4].

4. *Метод решения.* Система обыкновенных дифференциальных уравнений решалась конечно-разностным методом, изложенным в работах [9] и [4]. Метод основан на сведении системы дифференциальных уравнений к системе нелинейных алгебраических уравнений, которые решаются с помощью итерационной схемы Ньютона-Рафсона. Важнейшими составляющими метода являются добавление разложения решения вблизи внутренней сингулярной точки и использования l_m как независимой переменной в итерационной схеме [4].

Наше решение не зависит от внешнего граничного условия. Формально, используемый нами численный метод требует задания внешних граничных условий для переменных v и c_s . Однако было обнаружено [4], что этот

метод дает быструю сходимость к сепаратрисе, проходящей через особые точки. И лишь вблизи внешней границы (в нескольких точках сетки) решение будет зависеть от внешних условий.

5. Численные результаты. Были получены численные решения для структуры аккреционного диска в широком диапазоне параметров $\dot{m}$ ($\dot{m} = \dot{M}_c^2 / L_{EDD}$) и α .

Для малых значений мощности аккреции, $\dot{m} < 0.1$, решение для модели с адвекцией, везде, за исключением очень тонкого слоя вблизи внутренней границы диска, имеет $\tau_* \gg 1$, $v \ll c$, и круговую скорость близкую к кеплеровской. На рис.1 представлен график изменения с радиусом радиальной скорости и эффективной оптической толщи для модели с $\alpha = 0.01$ и $\dot{m} = 10$.

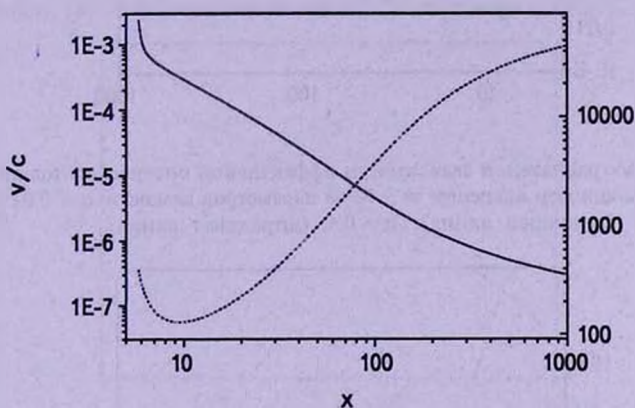


Рис.1. График зависимости от радиуса радиальной скорости потока вещества v (сплошная линия) и эффективной оптической толщи τ_* (штриховая линия) при мощности аккреции $\dot{m} = 10$ и параметре вязкости $\alpha = 0.01$.

При возрастании мощности аккреции ситуация существенным образом меняется. Изменения затрагивают в первую очередь внутреннюю область диска. Именно там в первую очередь начинают играть существенную роль процессы адвекции.

При сверхкритических мощностях аккреции наблюдается следующая картина. На рис.2 и 3 представлены радиальные зависимости эффективной оптической толщи и температуры аккреционного диска для мощности аккреции $\dot{m} = 50$ и различных значений параметра вязкости $\alpha = 0.01, 0.1, 0.4$. Видно, что при больших $\dot{m}$ и α внутренняя часть диска становится оптически тонкой. Вследствие этого наблюдается резкое увеличение температуры аккреционного диска в этой области. Для различных значений α получено решение, непрерывно соединяющее оптически толстую внешнюю и оптически тонкую внутреннюю область диска, аналогично [6].

На графике радиальной зависимости температуры аккреционного диска

видно выделение двух областей. Особенно это заметно для параметра вязкости $\alpha = 0.4$, где видна внутренняя оптически тонкая область с доминированием неравновесного радиационного давления P_{rad} , и внешняя область - оптически толстая с доминированием равновесного радиационного давления.

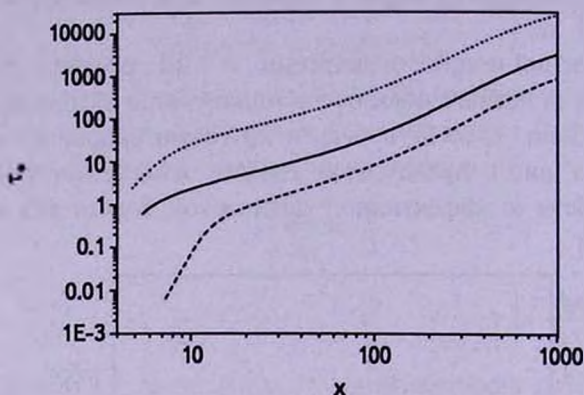


Рис.2. График радиальной зависимости эффективной оптической толщины аккреционного диска для мощности аккреции $\dot{m} = 50$ и параметров вязкости $\alpha = 0.01$ (пунктирная линия), $\alpha = 0.1$ (сплошная линия), $\alpha = 0.4$ (штриховая линия).

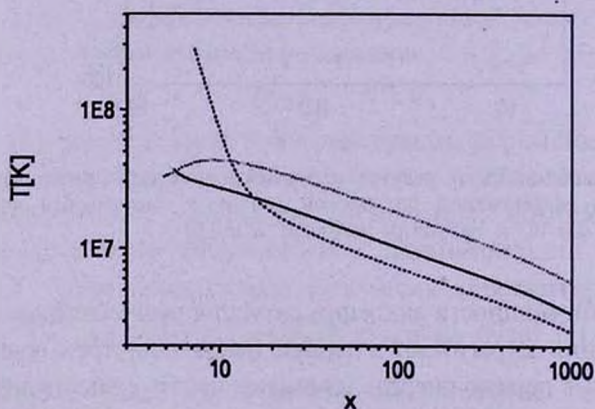


Рис.3. График радиальной зависимости температуры аккреционного диска для мощности аккреции $\dot{m} = 50$ и параметров вязкости $\alpha = 0.01$ (пунктирная линия), $\alpha = 0.1$ (сплошная линия), $\alpha = 0.4$ (штриховая линия).

По-другому дела обстоят при малых значениях параметра вязкости. На рис.4 и рис.5 представлены радиальные зависимости эффективной оптической толщины и температуры аккреционного диска для различных мощностей аккреции и параметра вязкости $\alpha = 0.1$. Из графиков видно, что только небольшая (значительно меньше, чем при $\alpha = 0.4$) внутренняя область становится оптически тонкой при значениях мощности аккреции $\dot{m} \approx 30 - 70$. В случае же $\alpha = 0.01$ оптически тонких областей не будет совсем.

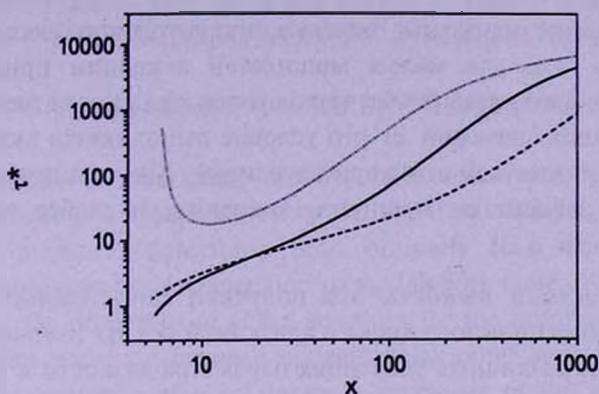


Рис.4. График радиальной зависимости эффективной оптической толщины τ_e аккреционного диска для мощности аккреции $\dot{m} = 8$ (пунктирная линия), $\dot{m} = 30$ (сплошная линия), $\dot{m} = 150$ (штриховая линия), и параметра вязкости $\alpha = 0.1$.

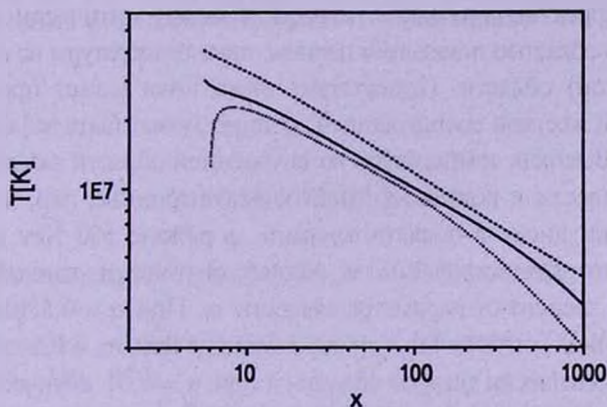


Рис.5. График радиальной зависимости температуры аккреционного диска для мощности аккреции $\dot{m} = 8$ (пунктирная линия), $\dot{m} = 30$ (сплошная линия), $\dot{m} = 150$ (штриховая линия), и параметра вязкости $\alpha = 0.1$.

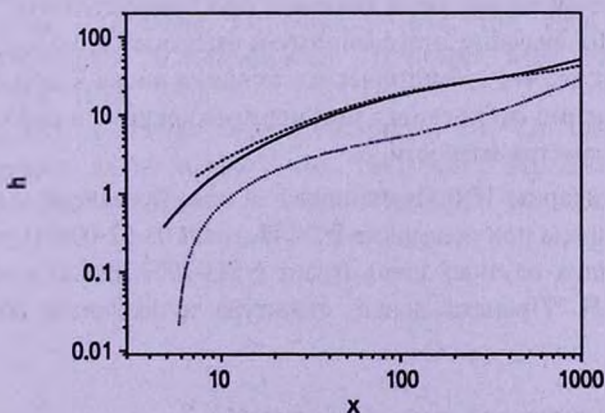


Рис.6. График радиальной зависимости безразмерной полутолщины аккреционного диска для следующих параметров: $\dot{m} = 10$ и $\alpha = 0.01$ (пунктирная линия), $\dot{m} = 50$ и $\alpha = 0.01$ (сплошная линия), $\dot{m} = 50$ и $\alpha = 0.4$ (штриховая линия).

На рис.6 показаны радиальные зависимости полутолщины аккреционного диска h . Видно, что для малых мощностей аккреции приближение геометрически тонкого диска ($h \ll r$) выполняется хорошо для всех областей диска. Для больших значений $\dot{m}$ это условие выполняется хуже, но все равно можно пользоваться этим приближением. Как видно из рисунка, толщина диска зависит от мощности аккреции, и слабее зависит от параметра вязкости α .

6. Обсуждение и выводы. Мы получили единственное решение для структуры аккреционного диска с адвекцией вокруг невращающейся черной дыры при различных значениях параметра вязкости и мощности аккреции. Это решение глобальное, трансзвуковое, и при больших $\dot{m}$ и α характеризуется непрерывным переходом от оптически толстого диска во внешней области к оптически тонкому диску во внутренней области.

Модель с корректно учтенным переходом между оптически толстой и оптически тонкой областью показывает наличие пика температуры во внутренней (оптически тонкой) области. Присутствие этого пика может проявиться в спектре наличием жесткой составляющей, которая может быть зафиксирована в наблюдениях. Высокая температура во внутренней области аккреционного диска может привести к рождению электрон-позитронных пар, и изменить спектр излучения диска в области энергий в районе 500 Kev и выше.

Показано, что существование и размер оптически тонкой области непосредственно зависит от параметра вязкости α . При $\alpha = 0.5$ наблюдается очень существенная оптически тонкая область, при $\alpha = 0.1$ мы имеем незначительную оптически тонкую область, а при $\alpha = 0.01$ оптически тонкой области не наблюдается совсем. Это связано с тем, что при очень больших $\dot{m}$ диск становится оптически толстым за счет большого потока массы. При малых $\dot{m}$ большая оптическая толща связана с большой плотностью внутренних областей диска, имеет минимум при промежуточных значениях $\dot{m}$, и при $\alpha \leq 0.01$ значение этого минимума оказывается больше единицы.

Показано также, что геометрическая толщина диска в данной модели зависит существенно от значения мощности аккреции, и слабее зависит от значения параметра вязкости α .

Авторы благодарны И.В.Игуменцеву за ценные советы.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 08-02-00491), программы поддержки ведущих научных школ (грант NSH-2977.2008.2) и программы Президиума РАН "Происхождение, структура и эволюция объектов во Вселенной").

¹ Институт космических исследований РАН,

Россия, e-mail: klepnev.alexander@gmail.com gkoghan@iki.rssi.ru

² Московский инженерно-физический институт, Россия

MODELS OF ACCRETION DISKS AROUND
HIGH-LUMINOSITY BLACK HOLESA.S.KLEPNEV^{1,2}, G.S.BISNOVATYI-KOGAN^{1,2}

We consider the stationary problem of accretion onto non-rotating black hole. Advection is taken into account and used bridging formula for the radiation pressure, describing both optically thin and optically thick cases. Emphasizes the consideration of models with large accretion rate. Were considered the properties of global solutions for the accretion disk, describing a continuous transition between optically thick outer and inner optically thin regions. The existence of a maximum temperature of the disk model with a parameter of viscosity $\alpha = 0.5$. For the model with $\alpha = 0.01$ shows the absence of optically thin regions for any value of the power of accretion.

Key words: *accretion: black holes - hydrodynamics*

ЛИТЕРАТУРА

1. M.A.Abramowicz, B.Czerny, J.P.Lasota, E.Szuszkiewicz, *Astrophys. J.*, **332**, 646, 1988.
2. Y.V.Artemova, G.S.Bisnovaty-Kogan, G.Bjornsson, I.D.Novikov, *Astrophys. J.*, **456**, 119, 1996.
3. I.V.Artemova, G.S.Bisnovaty-Kogan, I.V.Igumenshchev, I.D.Novikov, *Astrophys. J.*, **549**, 1050, 2001.
4. Y.V.Artemova, G.S.Bisnovaty-Kogan, I.V.Igumenshchev, I.D.Novikov, *Astrophys. J.*, **637**, 968, 2006.
5. L.-H.Chen, J.-M.Wang, *Astrophys. J.*, **614**, 101, 2004.
6. I.V.Igumenshchev, M.A.Abramowicz, I.D.Novikov, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **298**, 1069, 1998.
7. B.Paczynski, P.J.Wiita, *Astron. Astrophys.*, **88**, 23, 1980.
8. B.Paczynski, G.S.Bisnovaty-Kogan, *Acta Astr.*, **31**, 283, 1981.
9. N.I.Shakura, R.A.Sunyaev, *Astron. Astrophys.*, **24**, 337, 1973.