

УДК 524.7

ВНЕШНИЕ ОБЛАСТИ АККРЕЦИОННЫХ ДИСКОВ ВОКРУГ СВЕРХМАССИВНЫХ ЧЕРНЫХ ДЫР В ЯДРАХ ГАЛАКТИК И КВАЗАРАХ

И. И. КОЛЫЧАЛОВ и Р. А. СЮНЯЕВ

При большой массе одиночной черной дыры и высоком темпе аккреции внешние области аккреционного диска переходят в режим «самогравитации» и могут оказаться неустойчивыми относительно фрагментации на отдельные звезды. Фрагментация приводит к образованию вокруг черной дыры кольца из звезд и газа, которое сохраняется и после прекращения аккреции на черную дыру. Звезды в кольце движутся по почти кеплеровским траекториям и имеют малую дисперсию хаотических скоростей. Масса звездно-газового тора может достигать нескольких процентов от массы черной дыры.

OUTER PARTS OF ACCRETING DISCS AROUND SUPERMASSIVE BLACK HOLES, by I. I. Kolychalov and R. A. Sunyaev. If the mass of a solitary black hole and the accretion rate are sufficiently great the outer parts of the accreting disc become «selfgravitating» and may desintegrate into fragments. This fragmentation forms around the black hole a ring consisting of stars and gas. The ring continues to exist even after the accretion has ceased. The orbits of stars in the ring are approximately of Kepler type and their velocity dispersion is small. The mass of the ring can reach some per cent of the mass of the black hole.

Введение. Прошло уже более десяти лет с тех пор как Лиден-Белл (1969) обратил внимание на возможность существования аккреционных дисков вокруг сверхмассивных черных дыр в квазарах и ядрах галактик. Выделяющейся при дисковой аккреции энергии достаточно для того, чтобы обеспечить высокую светимость этих объектов, а вековая (Лайтман и Эрдли, 1974) и тепловая (Сюняев и Шакура, 1975; Шибазак и Хоши, 1975) неустойчивости внутренних областей диска могут привести к наблюдаемым флуктуациям блеска. Центральные области аккреционных дисков в квазарах излучают в рентгеновском диапазоне, а внешние в ультрафиолетовом, оптическом и инфракрасном (Сюняев и Трюмпер, 1980).

Стандартная теория дисковой аккреции (Прингл и Рис, 1972; Шакура и Сюняев, 1973, 1976) применима как к случаю двойных рентгеновских систем, так и к случаю аккреции на одиночную черную дыру любой массы.

Дисковая аккреция вещества возможна лишь при наличии эффективных механизмов отвода от диска углового момента. Возникает естественный вопрос о внешней границе диска и о том, как удалить из диска избыточный угловой момент.

В двойных звездных системах приливное воздействие нормальной звезды на периферийные области диска при наличии вязкости приводит к отбору углового момента от газового диска и увеличению орбитального углового момента двойной системы (Папалуазу и Прингл, 1977). При размере диска, сравнимом с размером полости Роша, приливное взаимодействие отводит весь избыточный угловой момент и препятствует дальнейшему расплыванию диска.

При аккреции на **одиночный объект** вещества, обладающего средним удельным угловым моментом a_0 , полный угловой момент аккреционного диска растет со временем, так как на центральный объект вещество падает с малым удельным моментом $a_c < a_0$. Радиус диска и его масса также растут и диск должен простираться далеко за радиус «втекания» $R_0 = a_0^2 / GM$, вблизи которого кеплеровский угловой момент $a = \sqrt{GMR} = \omega R^2$ сравнивается с a_0 (здесь $M = mM_\odot$ — масса черной дыры).

Разумеется, вещество попадает в диск в широкой зоне и радиус R_0 (как и среднее значение момента a_0) всего лишь удобные параметры задачи. Величина и направление удельного углового момента втекающего вещества могут со временем изменяться. При изменении направления углового момента будет меняться и ориентация плоскости диска. Флуктуации удельного углового момента с характерными временами, меньшими времени формирования диска, усредняются.

В стандартном α -диске давлению вещества и излучения противодействует тангенциальная составляющая силы тяготения к центральному объекту $f_z = m_p \frac{GM}{R^2} \frac{H}{R}$. Сила собственного тяготения диска в направлении, перпендикулярном плоскости диска, равна $f_z^s = 2\pi G u m_p$ и становится больше f_z при условии $A = \frac{\sqrt{\pi} R^3}{M} > 1$ (здесь H — полутолщина диска, ρ — плотность вещества в диске, $u = 2\rho H$ — поверхностная плотность). Если масса диска $\mathfrak{M} \approx 2\pi u R^2$ лежит в интервале $M > \mathfrak{M} > M \frac{H}{R}$, то самогравитация существенна только в направлении, перпендикулярном плоскости диска, и вещество движется по кеплеровским орбитам. Можно показать (см. далее), что в стандартной теории диск выходит в режим «самогравитации» только при большой массе черной дыры и высоком темпе аккреции (что соответствует высокой светимости квазара или ядра галактики).

Хорошо известно (Поляченко и Фридман, 1976), что самогравитирующие диски неустойчивы относительно фрагментации уже при значениях параметра A , не намного превосходящих единицу. Во внешних областях таких дисков достаточно вещества для того, чтобы при фрагментации образовывались звезды или даже звездные скопления. Эти звезды вместе с остатком газа образуют быстровращающийся звездногазовый тор, в который втекает вещество, уносящее избыточный угловой момент из внутренних слоев диска. В п. 3 будут рассмотрены астрофизические следствия существования такого тора.

1. Условие образования диска и ограничения на его размер. Для образования аккреционного диска необходимо, чтобы удельный момент падающего в диск вещества a_0 был достаточно велик. Для невращающейся черной дыры радиус последней устойчивой круговой орбиты равен $R_c = 3R_g = 9 \cdot 10^5 m$ см. Этому радиусу соответствует удельный угловой момент $a_c = \sqrt{3} R_{gc} \approx 1.6 \cdot 10^{16}$ см²/с. Удельный угловой момент вращения вещества в диске нашей Галактики в окрестности Солнца близок к $a_0 \approx 10^{29} \div 10^{30}$ см²/с. В ядре карликовой галактики M32, согласно Воронцову-Вельяминову (1972), $a_0 \approx 3 \cdot 10^{26}$ см²/с. При фиксированном моменте чем больше масса черной дыры, тем меньше отношение радиуса втекания R_0 к гравитационному радиусу R_g . Вещество с удельным угловым моментом $a_0 > a_c$ не может свободно падать на гравитирующий центр и должно образовывать кольцо на расстоянии $\sim R_0$ от него. Наличие вязкости приводит к распыливанию кольца и формированию диска.⁴

В двойных рентгеновских системах (рис. 1, а) внешний радиус диска R_{tidal} превышает R_0 и определяется приливным воздействием нормальной компоненты системы. В ходе аккреции все вещество, попадающее в диск, движется к его внутренней границе. Если \dot{M}_0 есть темп аккреции,

то в единицу времени в черную дыру уносится момент вращения $\dot{K}_1 = \dot{M}_0 a_c$. В зоне $R_0 < R < R_{\text{tidal}}$ избыточный момент $\dot{K}_2 = \dot{M}_0 (a_0 - a_c)$ отводится по диску вязкими напряжениями, а в зоне $R \sim R_{\text{tidal}}$ приливное воздействие нормальной звезды отбирает момент у диска и изменяет орбитальный момент двойной системы.

При аккреции на одиночный объект вследствие закона сохранения момента вращения аккрецирует лишь часть \dot{M}_1 вещества, выпадающего на диск (рис. 1, б). Остальное вещество ($\dot{M}_2 = \dot{M}_0 - \dot{M}_1$) оттекает от R_0

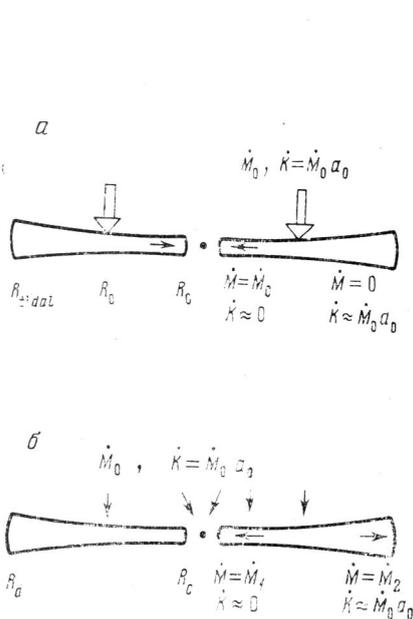


Рис. 1.

Рис. 1. *а* — В двойной рентгеновской системе все вещество, попадающее в диск, достигает R_c . Избыточный момент передается в орбитальное движение. *б* — При аккреции на одиночную черную дыру часть вещества оттекает до R_0 и затрачивается на формирование внешних слоев диска, радиус и масса которого растут

$$\left(\frac{dR_d}{dt} > 0, \frac{dM}{dt} > 0 \right)$$

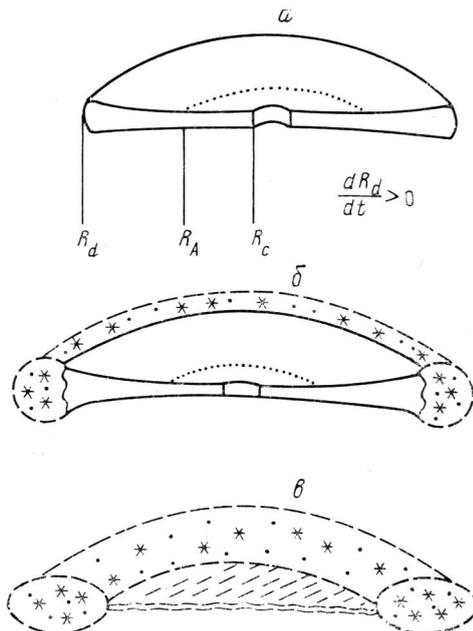


Рис. 2.

Рис. 2. *а* — Диск вокруг одиночной черной дыры накапливает массу и момент. *б* — При большой массе черной дыры и высоком темпе аккреции внешние (самогравитирующие) области диска становятся неустойчивы относительно фрагментации. Формируется звездногазовый тор. *в* — После исчерпания резервуара аккрецирующего вещества диск постепенно вырождается и остается звездно-газовый тор вокруг черной дыры

по медленно раскручивающейся спирали и формирует внешние области диска. Избыточный момент $\dot{K}_2 = \dot{M}_0 (a_0 - a_c)$ отводится не только вязкими напряжениями, но и потоком вещества. Полная масса и полный угловой момент диска быстро растут с увеличением его радиуса. Такой диск подобно «диску-накопителю» (Сюняев и Шакура, 1977) аккумулирует вещество и момент вращения.

Увеличение внешнего радиуса диска R_d должно происходить со скоростью вязкого турбулентного расплывания $v_d = \nu_T / R$ (здесь $\nu_T = \alpha v_s H$ — кинематический коэффициент турбулентной вязкости; v_s — скорость звука в диске; α — безразмерный параметр, характеризующий турбулентность). Приравнявая величину v_d скорости радиального движения $v_r = \dot{M}_2 / 2\pi R \dot{a}$, получим естественное в данной задаче гранич-

ное условие $\dot{M}_2 a(R_d) = 2\pi R^2 W_{r\phi}$ (где! $W_{r\phi} = \alpha w v_s^2$ — вязкие напряжения). Используя это граничное условие, из уравнений дисковой аккреции (Шакура и Сюняев, 1973, 1976; Кольхалов и Сюняев, 1979) можно получить (см. приложение) структуру диска в зависимости от основных параметров задачи ($m, \alpha, a_0, r = R / 3R_g, \dot{m} = \dot{M}_1 / \dot{M}_{cr}$, где $\dot{M}_{cr} = 2\pi R_g m_{pc} / \sigma_T \eta$ — критический темп аккреции, а $\eta \approx 1/12$ — к.п.д. аккреции).

Решая уравнения $\frac{dR_d}{dt} = v_r(R_d)$ и $\frac{d\mathfrak{M}}{dt} = \dot{M}_2$, получим зависимость \mathfrak{M} и R_d от времени. Результаты вычислений, естественно, зависят от того, как втекает вещество в диск. Как показано в приложении, эта зависимость проявляется в факторе $\varphi(R)$. Для стандартного диска $\varphi_0(R) = 1 - \sqrt{\frac{R_c}{R}}$. В случае, когда вещество обладает определенным удельным угловым моментом и поступает в диск вблизи радиуса «втекания», имеем $\varphi(R) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{R_0}{R}} \left(2 - \sqrt{\frac{R}{R_d}}\right)$; если же источники вещества, поступающего в диск, каким-либо образом распределены по всему диску, тогда $\varphi(R) \approx 1$. Однако при данных граничных условиях всегда $\dot{M}_2 \approx \frac{1}{2} \dot{M}_0 \sqrt{\frac{R_0}{R_d}}$.

Приведем для иллюстрации зависимости R_d, \dot{M}_2 и $\frac{\mathfrak{M}}{M}$ от времени для случая, когда давление излучения больше газового ($P_r > P_g$). Если $\varphi(R) \approx \frac{1}{2} \sqrt{R_0/R_d}$, то имеем:

$$r_d = R_d / 3R_g \approx ((27/32) \sqrt{6}) \alpha \dot{m}^2 r_0 ct / R_g)^{2/9} \approx 0.79 (\alpha \dot{m}^2 r_0 ct / R_g)^{2/9},$$

$$\dot{M}_2 / \dot{M}_1 = \frac{1}{2} r_0^{7/18} ((27/32) \sqrt{6}) \alpha \dot{m}^2 ct / R_g)^{-1/9} \approx 0.56 r_0^{7/18} (\alpha \dot{m}^2 \frac{ct}{R_g})^{-1/9},$$

$$\mathfrak{M} / M = 5.4 \cdot 10^{-21} r_0^{7/18} \dot{m}^{7/9} m (ct / R_g)^{8/9} \alpha^{-1/9}.$$

В случае $\varphi \approx 1$ имеем

$$r_d \approx 0.88 (\alpha \dot{m}^2 r_0^{1/2} ct / R_g)^{1/4},$$

$$\dot{M}_2 / \dot{M}_0 = 0.53 r_0^{7/16} (\alpha \dot{m}^2 ct / R_g)^{-1/8},$$

$$\mathfrak{M} / M = 5.1 \cdot 10^{-21} r_0^{7/16} \alpha^{-1/8} \dot{m}^{3/4} m (ct / R_g)^{7/8}.$$

2. Самогравитирующие диски. Условие выхода на самогравитацию $A = 4\pi r R^3 / M > 1$ для фиксированных параметров α, m, \dot{m}, η осуществляется, начиная с некоторого радиуса r_m , который легко найти, если известна зависимость плотности вещества от радиуса диска (см. приложение). Для области $P_r > P_g$ радиус r_m определяется из уравнения $r_m = 2.4 \cdot 10^4 \alpha^{2/9} m^{-2/9} [\dot{m} \varphi(r_m)]^{1/9}$. При этом радиус r_m должен быть меньше радиуса r_A , на котором газовое давление уравнивается с давлением излучения. Радиус r_A определяется из уравнения $r_A = 73 (\alpha m)^{2/11} [\dot{m} \varphi(r_A)]^{16/11}$ (Шакура и Сюняев, 1976). В случае $P_r < P_g$ радиус r_m находится из уравнения $r_m = 1.5 \cdot 10^{10} \alpha^{1/27} m^{-26/27} (\dot{m} \varphi(r_m))^{-8/27}$.

Воспользуемся формулами из предыдущего раздела и получим время t_m , за которое диск достигает радиуса r_m . Если $\varphi(r) \approx \frac{1}{2} \sqrt{\frac{r_0}{r_d}}$, то получим для зоны $P_r > P_g$:

$$t_{m1} = 1.26 \cdot 10^{11} r_0^{-2/11} \alpha^{-2/11} \dot{m}^{2/11} \dot{m}^{-4/11} \text{ с}$$

и для зоны $P_r < P_g$:

$$t_{m2} = 3.4 \cdot 10^{28} (r_0^{-67} \alpha^{-64} m^{-174} \dot{m}^{-8})^{1/113} \text{ с.}$$

Аналогично для $\varphi \approx 1$ имеем

$$t_{m1} = 5.4 \cdot 10^{12} r_0^{-1/2} \alpha^{-1/9} m^{1/9} \dot{m}^{-2/9} \text{ с,}$$

$$t_{m2} = 6 \cdot 10^{25} \alpha^{0.19} m^{-1.73} \dot{m}^{-0.96} r_0^{-0.5} \text{ с.}$$

Вычисления проводились для ситуации, когда непрозрачность определяется томсоновским рассеянием на свободных электронах. В зоне, где $P_r < P_g$, непрозрачность может сильно отличаться от томсоновской, однако зависимость от непрозрачности очень слабая.

Задача об устойчивости самогравитирующего диска вокруг тяготеющего центра подобна задаче об устойчивости колец Сатурна (см. обзор в книге Поляченко и Фридмана (1976)). Как известно, вращение стабилизирует джинсовскую неустойчивость. Однако если кольцо достаточно тяжелое $\mathfrak{M} > M(H/R)$, то в масштабах $\lambda \gtrsim H$ развивается неустойчивость, аналогичная джинсовской. Тоомре (1964) получил дисперсионное уравнение для малых колебаний гравитирующего диска

$$(i\gamma)^2 = \omega^2 - 2\pi Gu |\kappa| + v_s^2 \kappa^2$$

($\kappa = \frac{2\pi}{\lambda}$ — волновое число, $v_s = \sqrt{2\pi GuH + \omega^2 H^2}$ — скорость звука в диске, γ — инкремент неустойчивости). Максимальный инкремент неустойчивости

$$\gamma_m = \sqrt{\frac{(\pi Gu)^2}{v_s^2} - \omega^2} = \omega \sqrt{\frac{A^2}{4(A+1)} - 1}$$

достигается при $\kappa_m = 2\pi/\lambda_m = \frac{1}{H} \frac{A}{2(A+1)}$. Неустойчивость имеет место уже при $A > (\sqrt{2} + 1) \cdot 2 \approx 5$. Инкремент неустойчивости следует сравнить со временем турбулентного замыкания неоднородностей соответствующего масштаба $\tau_d \sim \lambda^2 / \nu_T$. Величина $\gamma\tau_d \gg 1$ уже при $A = 5$. Этот вывод можно также получить, рассматривая дисперсионное уравнение с членом $-1/\tau_d^2$, соответствующим затуханию возмущений, обусловленному вязкостью. Масса фрагмента размером $\lambda_m/2$ составляет $\Delta\mathfrak{M} \sim 2\pi^2 \left(\frac{H}{R}\right)^3 AM \gtrsim (10^{-7} \div 10^{-5}) M$, что для представляющих интерес случаев ($M > 10^7 M_\odot$) больше массы Солнца.

Как будут развиваться возмущения, когда они станут достаточно большими и нужно будет учитывать нелинейные эффекты? Ответить на этот вопрос довольно трудно, уже хотя бы потому, что при этом неизбежно возникает вопрос о поведении турбулентности в нестационарном диске.

3. Астрофизические выводы. Пачинский (1978) и Козловский и др. (1979) рассматривали самогравитирующий диск как альтернативу α -диску. Предполагалось, что диск существует на границе устойчивости и неустойчивость подавляется на нелинейной стадии развития возмущений. Хаотические пульсации (а не дифференциальное вращение как в α -теории) порождают турбулентность, которая делает возможным перенос углового момента в диске и приводит к аккреции. Оказывается, что и в рамках α -теории внешние области диска существуют в режиме самогравитации. Во внешних областях этих дисков достаточно вещества для того, чтобы при фрагментации (если неустойчивость не подавляется) могли образовываться звезды. Активность этих звезд и их остатков — нейтронных звезд и черных дыр (вспышки сверхновых, генерация космических лучей, пульсары, рентгеновские источники) — может давать некоторый вклад в светимость квазара. Источником вещества, аккрецирующего на нейтронные звезды и черные дыры, служит вещество диска, не вошедшее в звезды. Другой источник — вещество, истекающее в виде звездного ветра и выбрасываемое при вспышках сверхновых и новых звезд. Часть этого вещества может захватываться и центральной черной дырой. Если рентгеновский источник или горячая звезда находятся в облаке газа с большой оптической толщиной, то их излучение будет переизлучаться в инфракрасном диапазоне. Полная светимость звездногазового тора мала по сравнению с эддингтоновским пределом светимости для центральной массы: $\dot{L} \lesssim 10^{-2} \div 10^{-3} L_{\text{эдд}}$. Однако вклад периферийных источников

M/M_{\odot}	$3R_g$, см	r_A	r_m	R_d , см	t_m лет	\mathfrak{M}/M	$\Delta\mathfrak{M}/M_{\odot}$	v_z/v_{φ}
$10^{10}(\ast)$	$9 \cdot 10^{15}$	38	29	$3.4 \cdot 10^7$	$4.3 \cdot 10^5$	$7.1 \cdot 10^{-3}$	$8.3 \cdot 10^4$	$3.8 \cdot 10^{-2}$
$10^9(\ast)$	$9 \cdot 10^{14}$	32	114	10^{17}	$8.4 \cdot 10^5$	$8 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^2$	$7 \cdot 10^{-3}$
10^7	$9 \cdot 10^{12}$	23	$2.1 \cdot 10^4$	$7.6 \cdot 10^{15}$	$9 \cdot 10^7$	$5 \cdot 10^{-3}$	—	—

Таблица 2

M/M_{\odot}	$3R_g$, см	r_A	r_m	R_d , см	t_m лет	\mathfrak{M}/M	$\Delta\mathfrak{M}/M_{\odot}$	v_z/v_{φ}
$10^{10}(\ast)$	$9 \cdot 10^{15}$	113	52	$4.9 \cdot 10^7$	$1.3 \cdot 10^6$	$5.3 \cdot 10^{-3}$	$4.7 \cdot 10^3$	$2.6 \cdot 10^{-3}$
$10^9(\ast)$	$9 \cdot 10^{14}$	91	89	$7.7 \cdot 10^{16}$	10^6	$4.1 \cdot 10^{-3}$	10^2	$1.6 \cdot 10^{-3}$
10^7	$9 \cdot 10^{12}$	58	$5.3 \cdot 10^3$	$2.3 \cdot 10^{16}$	$4.1 \cdot 10^7$	$2 \cdot 10^{-3}$	—	—

может быть весьма существенным в отдельных спектральных диапазонах. Особый интерес представляет такой тор после исчерпания резервуара вещества, аккрецирующего на центральный объект. В этом случае диск постепенно вырождается и остается быстровращающийся звездногазовый тор с толщиной порядка $10^{-2} R$. Звезды в этом торе вращаются вокруг центральной черной дыры по круговым орбитам с почти кеплеровскими скоростями и имеют малую (порядка $10^{-2} v_{\varphi}$) дисперсию скоростей. Массивные звезды и черные дыры должны концентрироваться к плоскости диска. Тангенциальная составляющая силы тяготения к центральному телу возрастает с расстоянием от диска ($t_z \propto H$) и испарение звезд из тора малоэффективно. В табл. 1 и 2 приведены некоторые параметры аккреционных дисков и звездно-газовых торов (если диск успевае выйти в режим самогравитации за время 10^7 лет) для различных масс черных дыр. Приняты следующие значения параметров: $\dot{m} = 1$, $\alpha = 1$, $\eta = 1/12$, $r_0 = 9$, $t = 10^7$ лет. Табл. 1 соответствует $\varphi \approx \frac{1}{2} \sqrt{r_0/r}$, табл. 2 — $\varphi \approx 1$.

В случаях, когда образуется звездно-газовый тор (они отмечены звездочками), величина R_d соответствует радиусу выхода на самогравитацию, величина \mathfrak{M} вычислялась по формуле $\mathfrak{M} = \dot{M}(R_d)t$, а значение дисперсии скоростей звезд в торе v_z/v_{φ} равно отношению толщины диска к его радиусу в момент выхода на самогравитацию.

Если диск не выходит на самогравитацию за время жизни квазара или активного ядра (которое определяется, по-видимому, запасом аккрецирующего вещества), то радиус, масса и момент вращения диска растут. С увеличением радиуса диска может увеличиваться и темп аккреции, так как диск в состоянии захватить больше вещества. Светимость диска при возрастании радиуса увеличивается и при неизменном \dot{M}_0 за счет того, что R_c достигает все большая часть вещества $\dot{M}_1 \approx \left(1 - \frac{1}{2} \sqrt{R_0/R_d}\right) \dot{M}_0$.

За время $\tau \sim 3 \cdot 10^7 / \dot{m}$ лет происходит заметное изменение массы черной дыры $\Delta M \sim M$, что может приводить к изменению параметров диска и спектра объекта.

Приложение

Приведем решение уравнений дисковой аккреции с притоком массы и углового момента (Кольхалов и Сюняев, 1979) для условия на внешней границе $\dot{M}_{2a}(R_d) = 2\pi R_d^2 W_{r\varphi}(R_d)$. Потребуем непрерывности $W_{r\varphi}$ в интервале от R_c до R_d и выполнения стандартного условия на внутренней границе $W_{r\varphi}(R_c) = 0$. В стационарном случае уравнение неразрывности

$\frac{dM}{dR} = d\dot{M}/dR$ и уравнение переноса углового момента $\frac{d}{dR}(\dot{M}a + 2\pi W_{r\varphi} R^2) =$
 $= d\dot{K}/dR$ легко решаются, если известны приток массы $d\dot{M}/dR$ и момента
 $d\dot{K}/dR$ на единицу радиуса. Из приведенных уравнений с граничными
 условиями и определения $a_0 = \sqrt{GM/R_0} = \int_{R_c}^{R_d} \frac{d\dot{K}}{dR} dR \bigg/ \int_{R_c}^{R_d} \frac{d\dot{M}}{dR} dR$ следует, что

$$\dot{M}_2 = \dot{M}(R_d) \approx \frac{1}{2} (R_0/R_d)^{1/2} \dot{M}_0, \quad \dot{M}_1 = -\dot{M}(R_c) = \left(1 - \frac{1}{2} \sqrt{\frac{R_0}{R_d}}\right) \dot{M}_0.$$

(Мы предполагаем, что $R_c \ll R_0 \ll R_d$.) Решение для $W_{r\varphi}$ имеет следующую
 вид: $W_{r\varphi}(R) = \frac{\dot{M}_0}{2\pi} \varphi(R)$. В стандартной теории $R_0 = \infty$ и $\varphi_0(R) =$
 $= 1 - \sqrt{R_c/R}$. В области $R_c < R < R_0$ диск полностью совпадает со
 стандартным $\varphi(R) = \varphi_0(R)$.

Пусть $\frac{d\dot{M}}{dR} = \dot{M}\delta(R - R_0)$ и $\frac{d\dot{K}}{dR} = \dot{M}_0 a_0 \delta(R - R_0)$. Тогда при $R > R_0$
 получим $\varphi(R) \approx \frac{1}{2} \sqrt{R_0/R} (2 - \sqrt{R/R_d})$. Если же $\frac{d\dot{M}}{dR} = \dot{M}_0/(R_d - R_c)$,
 $\frac{d\dot{K}}{dR} = a_0 \frac{d\dot{M}}{dR}$, то $\varphi(R) \approx 1 - \frac{1}{2} R/R_d$.

Основные параметры диска можно найти стандартным методом (Ша-
 кура и Сюняев, 1973, 1976). В случае $P_r > P_g$ имеем $\rho = 4.0 \cdot 10^{-6}$
 $(\alpha \dot{m} \varphi(r))^{-1} (\dot{m} \varphi(r))^{-2} r^{3/2}$, $u = 11 (\alpha \dot{m} \varphi(r))^{-1} r^{3/2}$.

В случае $P_r < P_g$

$$\rho = 2.9 (\alpha \dot{m})^{-7/14} (\dot{m} \varphi(r))^{2/5} r^{-33/20},$$

$$u = 8.7 \cdot 10^4 \alpha^{-4/5} \dot{m}^{1/5} (\dot{m} \varphi(r))^{3/5} r^{-3/5}.$$

Поверхностная температура диска $T_s \propto [(L/R_g^2)\varphi(r)/r^3]^{1/4}$ в зоне
 с $R > R_0$ отличается от поверхностной температуры стандартного диска.

Ин-т космических исследований
 АН СССР, Москва

Поступила в редакцию
 15 августа 1980 г.

ЛИТЕРАТУРА

- Воронцов-Вельяминов Б. А., 1972. Внегалактическая астрономия, «Наука», М.
 Козловский и др. (Kozlowski M., Witta P. J., Paczynski B.), 1979. Acta Astron. (Polska),
 29, 157.
 †Кольхалов П. И. и Сюняев Р. А., 1979. Письма в АЖ, 5, 338.
 Лайтман и Эрдли (Lightman A. P., Eardlay D.), 1974. Astrophys. J. (Letters), 187, L 1.
 Линден-Белл (Linden-Bell O.), 1969. Nature, 223, 690.
 Папалуазу и Прингл (Papaloizou J., Pringle J. E.), 1977. Monthly Not. Roy. Astron.
 Soc., 181, 441.
 Пачинский (Paczynski B.), 1978. Acta Astron. (Polska), 28, 91.
 Поляченко В. Л. и Фридман А. М., 1976. Равновесие и устойчивость гравитирующих
 систем, «Наука», М.
 Прингл и Рис (Pringle J. E., Rees M. J.), 1972. Astron. and Astrophys., 21, 1.
 Сюняев и Трюмпер, 1980. Astron. and Astrophys. (в печати).
 Сюняев Р. А. и Шакура Н. И., 1975. Письма в АЖ, 1, № 8, 6.
 Сюняев Р. А. и Шакура Н. И., 1977. Письма в АЖ, 3, 62.
 Тоомре (Toomre A.), 1964. Astrophys. J., 139, 1217.
 Шакура Н. И. и Сюняев Р. А., 1973. Astron. and Astrophys., 24, 337.
 Шакура Н. И. и Сюняев Р. А., 1976. Monthly Not. Roy. Astron. Soc., 175, 613.
 Шибазак и Хоши (Shibasaki N., Hoshi R.) 1975. Preprint.