doi:10.31725/0367-7966-2023-228-6

Известия Главной Астрономической Обсерватории в Пулкове, № 228

# Торможение аккреционного диска магнитным полем аккретора в приближении коротации

Н.Р. Ихсанов[1,2], Н.Г. Бескровная[1,3*]

[1]ГАО РАН, [2]ИПА РАН, [3]САО РАН

Аннотация

Рассматривается процесс взаимодействия кеплеровского вязкого аккреционного диска с дипольным магнинитным полем аккретора в приближении коротации. Представлена оценка радиальной зависимости газового давления в кеплеровском вязком аккреционном диске без магнитного поля. На основе условия баланса газового давления в диске и давления дипольного магнитного поля аккретора получено выражение для радиуса остановки. Показано, что радиус остановки, вычисленный таким образом, зависит от вязкости диска и в широком диапазоне параметров существенно меньше канонического значения Альвеновского радиуса, реализуемого при сферической аккреции.

## Введение

Радиус остановки[1], $r_{\rm st}$, в аккреционных сценариях определяется условием баланса между давлением аккреционного потока, $p_{\rm out}(r)$, и давлением, оказываемым магнитным полем звезды-аккретора, $p_{\rm m}(r)$. В дипольном приближении (справедливом при условии $r_{\rm st} \gg R_*$, где параметр $R_*$ использован для обозначения радиуса звезды-аккретора) давление магнитного поля аккретора оценивается выражением

$$p_{\rm m}(r) = \frac{\mu^2}{2\pi r^6}. \tag{1}$$

Здесь $\mu = (1/2)B_*R_*^3$ – дипольный магнитный момент звезды-аккретора, величина магнитного поля на поверхности которого $B_*$.

Величина внешнего давления, оказываемого аккреционным потоком на магнитное поле аккретора, зависит от геометрии и свойств аккреционного потока, параметров двойной системы и ее компонентов. В нашей статье мы рассматриваем упрощенный сценарий стационарной дисковой аккреции в приближении коротации. Это предполагает, что мы используем стандартную модель кеплеровского вязкого аккреционного $\alpha$-диска, исходно предложенную в работе Shakura (1972), без учета вклада собственного магнитного поля диска. Мы также будем предполагать, что взаимодействие диска с магнитным полем аккретора происходит в области, расположенной на расстоянии радиуса коротации, $r_{\rm cor} = \left(GM_*/\omega_*^2\right)^{1/3}$, от звезды аккретора и ограниченой условием $(\omega_{\rm k}(r_{\rm st}) - r_{\rm st}\omega_*) < c_{\rm s}(r_{\rm st})$. Здесь $G$ – гравитационная постоянная, $M_*$ – масса звезды-аккретора и $\omega_*$ – угловая скорость ее осевого вращения. $\omega_{\rm k}(r) = \left(r^3/GM_*\right)^{1/2}$ – кеплеровская угловая скорость на радиусе $r$. В рамках этих предположений давление, оказываемое аккреционным диском на магнитное поле аккретора, определяется его газовым давлением, $p_{\rm g}$, которое, в свою очередь, как это будет показано в следующем параграфе, зависит от степени вязкости диска.

*e-mail:beskrovnaya@yahoo.com

[1]Не следует путать радиус остановки с радиусом магнитосферы аккретора. Радиус остановки является решением статической задачи, в то время как радиус магнитосферы определяется на основе динамического сценария аккреции, и его величина может существенно отличаться от величины радиуса остановки.

doi:10.31725/0367-7966-2023-228-6


# 1 Радиальная зависимость газового давления в кеплеровском аккреционном диске

Величина газового давления в диске определяется выражением

$$p_{\rm g}(r) = \rho(r) c_{\rm s}^2(r), \tag{2}$$

в которое входят плотность вещества (подробное обсуждение параметров $\alpha$-диска, используемых в нашей статье, можно найти в книге Lipunov (1987) и приведенной там литературе)

$$\rho(r) = \frac{\dot{M}}{4\pi r\ v_{\rm r}(r) Z_0(r)}, \tag{3}$$

и скорость звука, $c_{\rm s} = \sqrt{k_{\rm B} T(r)/m_{\rm p}}$, которая с учетом радиальной зависимости температуры в диске,

$$T(r) = \left(\frac{\dot{M}\, GM_*}{4\pi\sigma_{\rm SB} r^3}\right)^{1/4}, \tag{4}$$

оценивается выражением

$$c_{\rm s} = \left(\frac{k_{\rm B}}{m_{\rm p}}\right)^{1/2} \left(\frac{\dot{M}\, GM_*}{4\pi\sigma_{\rm SB} r^3}\right)^{1/8}. \tag{5}$$

Здесь $k_{\rm B}$ – постоянная Больцмана, $m_{\rm p}$ – масса протона и $\sigma_{\rm SB}$ – постоянная Стефана-Больцмана. $\dot{M}$ – темп аккреции, который в рамках сценария стационарной аккреции является величиной постоянной. Радиальная скорость движения вещества в диске,

$$v_{\rm r}(r) = \alpha \left(\frac{Z_0(r)}{r}\right)^2 v_{\rm k}(r), \tag{6}$$

зависит от величины параметра

$$\alpha = \frac{v_{\rm t} \ell_{\rm t}}{c_{\rm s} Z_0}, \tag{7}$$

который позволяет нормировать скорость, $v_{\rm t}$, и масштаб, $\ell_{\rm t}$, турбулентных движений в диске на скорость звука и полутолщину диска, определяемую выражением

$$Z_0(r) = r \frac{c_{\rm s}(r)}{v_{\rm k}(r)}, \tag{8}$$

где $v_{\rm k}(r) = \sqrt{GM_*/r}$ – кеплеровская скорость.

Подставляя выражения (3)–(8) в (2), находим

$$p_{\rm g}(r) = \frac{1}{\alpha} \frac{\sigma_{\rm SB}^{1/8}}{(4\pi)^{7/8}} \left(\frac{m_{\rm p}}{k_{\rm B}}\right)^{1/2} \left(\frac{\dot{M} GM_*}{r^3}\right)^{7/8}. \tag{9}$$

# 2 Радиус остановки диска магнитным полем звезды-аккретора

Подставляя выражения (1) и (9) в уравнение $p_{\rm m}(r) = p_{\rm g}(r)$ и решая его относительно $r$, находим выражение, определяющее радиус остановки диска магнитным полем звезды-аккретора, в виде

$$r_{\rm st} = \frac{2^{3/4}}{\pi^{1/8}} \frac{\alpha^{8/27}}{\sigma_{\rm SB}^{1/27}} \left(\frac{k_{\rm B}}{m_{\rm p}}\right)^{4/27} \frac{\mu^{16/27}}{\dot{M}^{7/27}\,(GM_*)^{7/27}}. \tag{10}$$

Подставляя средние значения параметров рентгеновских пульсаров в выражение (10), находим

$$r_{\rm st} \simeq 3.6 \times 10^8\,{\rm cm}\ \times \alpha^{8/27} \mu_{30}^{16/27}\, \dot{M}_{15}^{-7/27}\, m^{-7/27}, \tag{11}$$

doi:10.31725/0367-7966-2023-228-6



где $\mu_{30}$ – дипольный магнитный момент звезды-аккретора в единицах $10^{30}\,\text{Гс}\,\text{см}^3$, $\dot{M}_{15}$ – темп аккреции в единицах $10^{15}\,\text{г}\,\text{с}^{-1}$ и $m$ – масса звезды-аккретора в единицах $1.4\,\mathrm{M}_{\odot}$.

Сравнивая полученную нами величину радиуса остановки аккреционного диска с радиусом остановки сферически симметричного аккреционного потока магнитным полем звезды-аккретора, находим

$$\frac{r_{\rm st}}{r_{\rm A}} \simeq 0.26 \times \alpha^{8/27}\,\mu_{30}^{4/189}\,\dot{M}_{15}^{5/189}\,m^{-22/189}, \tag{12}$$

где $r_{\rm A} = \left(\mu^2/\dot{M}\sqrt{2GM_*}\right)^{2/7}$ – так называемый Альвеновский радиус, определяемый путем приравнивания динамического давления сферического аккреционного потока давлению дипольного магнитного поля аккретора. Как видно из выражения (12), величина радиуса остановки аккреционного диска слабо зависит от величин входящих в это выражение параметров и при прочих равных условиях остается существенно меньше величины Альвеновского радиуса в случае всех известных на сегодня двойных систем с дисковой акрецией[2]. Это обстоятельство ставит под большое сомнение допустимость использования Альвеновского радиуса для оценки радиуса магнитосферы звезды-акктретора в системах с дисковой аккрецией.

## Список литературы

Shakura, N. I. (1972). Disk Model of Gas Accretion on a Relativistic Star in a Close Binary System. AZh 49, с. 921.

Lipunov, V. M. (1987). Astrofizika nejtronnykh zvezd (Astrophysics of neutron stars).

## Deceleration of the disk by the accreting magnetized star in the corotation approximation

N.R. Ikhsanov[1,2], N.G. Beskrovnaya[1,3]

[1] The Central Astronomical Observatory of the RAS at Pulkovo , [2] The Institute of Applied Astronomy of the RAS, [3]Special Astrophysical Observatory of the RAS

**Abstract**

We analyze the process of interaction of the viscous keplerian accretion disk with the dipole magnetic field of the accretor within the corotation approximation. We estimate the radial dependence of the gaseous pressure in such non-magnetized accretion disk. We calculate the equilibrium radius at which the gaseous pressure in the disk is balanced by the pressure of the dipole magnetic field of the accreting star. We show that this radius depends on the disk viscosity and is significantly smaller than the canonical Alfvén radius realized in the process of spherical accretion.

[2]Отметим, что в рамках своего определения параметр $\alpha$ ограничен условием $0 < \alpha \leq 1$